ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 6 MAI 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Henri Villat** signale la présence de M. **Élie Carafoli**, Professeur à l'Université et Membre de l'Académie des sciences de Bucarest. M. le Président souhaite la bienvenue à celui-ci et l'invite à prendre part à la séance.

GÉOMÉTRIE ALGÉBRIQUE. — *Les irrégularités des variétés algébriques et les systèmes adjoints.* Note (*) de M. **Francesco Severi.**

Je rappelle d'abord quelques notions et résultats précédents ([1]). Soit M_r une variété algébrique irréductible ∞^r, non singulière, du corps complexe, plongée dans un espace projectif S_d. Soit en outre ω une forme différentielle (extérieure au sens de Poincaré-Cartan) de degré $k(\leq r)$ par rapport aux différentielles des r variables indépendantes sur M_r, les coefficients de ω étant des fonctions rationnelles du point de M_r. ω est dite de *première espèce* si l'on peut trouver pour chaque point P de M_r une paramétrisation locale telle que tout coefficient de ω devient holomorphe dans le domaine de P. Il subsiste le surprenant théorème que toute forme ω de première espèce est intégrable (c'est-à-dire que $d\omega \equiv 0$). Une forme de première espèce sans périodes est identiquement nulle.

J'ai montré dans les travaux précédents des liens très étroits entre les nombres $i_1, i_2, \ldots, i_r$ des formes de première espèce indépendantes attachées à M_r des degrés respectifs 1, 2, ..., r et les irrégularités de M_r, caractères géométriques que j'avais introduit et dont j'avais entrevu le rôle dès 1909.

Aprés avoir donné à la définition des irrégularités une forme géométrique, nous lierons ici les irrégularités à un remarquable théorème de géométrie des variétés dont l'essence est due à M. Kodaira.

1. La dernière irrégularité ou irrégularité de dimension r de M_r suivant mon ancienne définition est la différence $q_r = P_g^r - P_a^r$ entre le genre géométrique $P_g^r (= i_r)$ et le genre arithmétique P_r^r (nombre virtuel des formes de

première espèce de degré r). Les caractères P_r^g, P_a^r ont à leur tour une précise signification géométrique (et même des interprétations topologiques). On a la relation fondamentale

$$(1)\quad P_a^r = i_r - i_{r-1} + \ldots + (-1)^{r-1} i_1 \quad \text{ou} \quad q_r = i_{r-1} - i_{r-2} + \ldots + (-1)^{r-2} i_1,$$

que j'avais conjecturé et de quelque façon justifiée en 1909 et qui a été brillamment démontrée par M. Kodaira en 1954.

Il faut avant tout substituer aux nombres i, d'origine transcendante, des caractères géométriques, relatifs aux sous-variétés de M_r. (Nous supposons dans la suite que toute sous-variété envisagée soit irréductible, non singulière.)

Soit $\overline{M}_r$ un second modèle non singulier de M_r, lié à M_r par une transformation birationnelle régulière et soit $|A|$ le système linéaire des hypersurfaces de M_r qui correspond au système des sections hyperplanes de $\overline{M}_r$. Nous dirons que $|A|$ est un *système linéaire élémentaire* sur M_r (système *ample* suivant M. Kodaira). Ses variétés caractéristiques génériques A^2, A^3, ..., A^{r-1} seront appelées des *variétés élémentaires* sur M_r. Le concept est invariant relatif, c'est-à-dire à transformations régulières près. Dans mon Mémoire cité des *Annali di Mathematica* j'ai prouvé le fait fondamental que le nombre $i_s (s = 1, 2, \ldots, k-1)$ des formes indépendantes de première espèce et de degré s attachées à une variété élémentaire $V_k (2 \leq k \leq r-1)$ est égal au nombre des formes de même degré attachées à M_r.

La formule (1) appliquée à une variété élémentaire V_k donne

$$q_k = i_{k-1} - i_{k-2} + \ldots + (-1)^{k-2} i_1 \qquad (k = 2, \ldots, r-1;\ q_1 = 0)$$

q_k étant la différence entre les genres, géométrique et arithmétique, de V_k. Comme l'entier q_k est indépendant de la V_k élémentaire choisie, nous pourrons l'envisager comme un caractère de M_r. Nous l'avons appelé l'irrégularité de dimension k de M_r. On a ainsi simultanément une définition transcendante et *une définition géométrique des irrégularités* de M_r. La première donne tout de suite q_k comme un invariant absolu (vis-à-vis de toute transformation birationnelle); la seconde donne q_k comme un invariant relatif.

Voici maintenant une *seconde définition géométrique* s'appuyant sur la notion de sous-variétés *topologiquement générales* (t. g.) de M_r. Une sous-variété V_k de M_r est dite t. g. lorsque tout h-cycle $(h \leq k)$ de M_r peut se réduire par homologie à un h-cycle de V_k. Par exemple toute V_k élémentaire est t. g. On prouve tout de suite que toute forme de première espèce de degré h identiquement nulle sur une V_k t. g. est identiquement nulle sur M_r.

On en déduit aisément que la dernière irrégularité d'une V_k t. g. ayant la pénultième irrégularité q_{k-1} égale à celle de M_r, admet une valeur minima (positive ou négative) qui coïncide avec l'irrégularité q_k de M_r. On a ainsi la seconde définition géométrique (récurrente) des irrégularités, en commençant par q_2 qui est l'irrégularité d'une sous-variété V_2 t. g. sur M_r.

Nous dirons enfin qu'une sous-variété V_k de M_r est une *variété ordinaire d'index* $s (s \leq k)$ si son irrégularité de dimension s est égale à l'irrégularité de même dimension de M_r. Il existe des variétés ordinaires pour chaque valeur de l'index s. Une variété sur laquelle l'index peut assumer toute valeur, c'est-à-dire ayant ses irrégularités $q_2, \ldots, q_k (q_1 = 0)$ égales aux irrégularités de mêmes dimensions de M_r, est dite *ordinaire*.

La recherche de la signification topologique des sous-variétés V_k ordinaires est un problème très important, mais malheureusement il demeure en suspens. Il est très probable qu'une V_k ordinaire soit caractérisée par des nombres de Betti égaux à ceux de mêmes dimensions de M_r. A ce but il faut préciser que les conditions d'existence des formes de première espèce d'un degré donné s, sur une variété, sont données par un système de certaines égalités et inégalités parmi leurs périodes (cela arrive par exemple pour $s = 1$). Alors ces conditions sont les mêmes soit sur M_r, que sur une $V_k (k \geq s)$ ordinaire; d'où le théorème.

2. En laissant de côté cette question, nous montrerons que la considération des irrégularités permet de transformer d'une façon simple et très expressive un résultat récent de M. Kodaira (1954).

Soit A une hypersurface (irréductible non singulière) de M_r et $|A'|$ son système adjoint, somme de A et du système canonique d'espèce $r-1$ de M_r. Suivant M. Kodaira la dimension R de $|A'|$ est donnée par

$$R = i_r - i_{r-1} + j_{r-1} + \sigma - 1,$$

où i_r, i_{r-1} sont les nombres des formes indépendantes de première espèce attachées à M_r, de degrés respectifs r, $r-1$; j_{r-1} le nombre des formes indépendantes de première espèce, de degré $r-1$, attachées à A; σ le nombre des formes indépendantes de première espèce, de degré $r-1$, attachées à M_r, identiquement nulles sur A.

Si A est une hypersurface ordinaire d'index $r-1$ de M_r, et q_r, q_{r-1} sont les deux dernières irrégularités de M_r, on a

$$i_{r-1} = q_{r-1} + q_r, \qquad q_r = i_r - P_a^r, \qquad q_{r-1} = j_{r-1} - P_a^{r-1}$$

et, par conséquent :

$$R = P_a^{r-1} - 1 + P_a^r + \sigma,$$

où P_a^r, P_a^{r-1} sont les genres arithmétiques respectifs de M_r, A. Avec des calculs pénibles, quoique élémentaires (que l'auteur a développés en 1909 pour $r = 3$) on prouve que $P_a^{r-1} - 1 + P_a^r$ est la *dimension virtuelle* de $|A'|$, de sorte qu'on obtient le théorème :

L'irrégularité σ du système adjoint à une hypersurface ordinaire d'index $r-1$ de M_r est égale au nombre des formes indépendantes de première espèce attachées à M_r et s'annulant sur A.

Lorsque A *est topologiquement générale* ($\sigma = 0$), $|A'|$ *est régulier.*

On a ainsi l'extension très générale d'un théorème dû à Picard (1905) pour les sections planes d'une surface et à l'auteur (1908, 1947) et à M. Franchetta (1949), pour des courbes plus générales de la même surface.

Le théorème de régularité ci-dessus peut aussi s'énoncer comme il suit :

La déficience du système canonique coupé sur une hypersurface ordinaire t. g., d'index $r-1$, A, *par son système adjoint* $|A'|$, *est égale au nombre des formes indépendantes de première espèce, de degré* $r-1$, *attachées à* M_r.

Par suite le système canonique complet sur A est coupé par les hypersurfaces A′ du système adjoint et par les hypersurfaces annulant les coefficients des formes de première espèce et de degré $r-1$ de A, déterminées sur A par les formes de même degré de M_r.

Si outre que A les variétés A^2, A^3, ..., A^{r-1} sont des sous-variétés ordinaires t. g., on exprime les nombres i_{r-2}, ..., i_1 des formes de degré $r-2$, ..., 1 de M_r au moyen des déficiences analogues, à l'intérieur des variétés A, A^2, ..., A^{r-2}, et l'on a ainsi une nouvelle caractérisation géométrique expressive des irrégularités.

En particulier on peut prendre pour A l'hypersurface générique d'un système linéaire élémentaire.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 59 et 225 et *Annali di Matematica*, 1956.

HYDRAULIQUE. — *Montage Venturi Pitot inversé pour une cheminée d'équilibre placée à l'extrémité aval d'un tunnel d'amenée.* Note (*) de M. **Léopold Escande.**

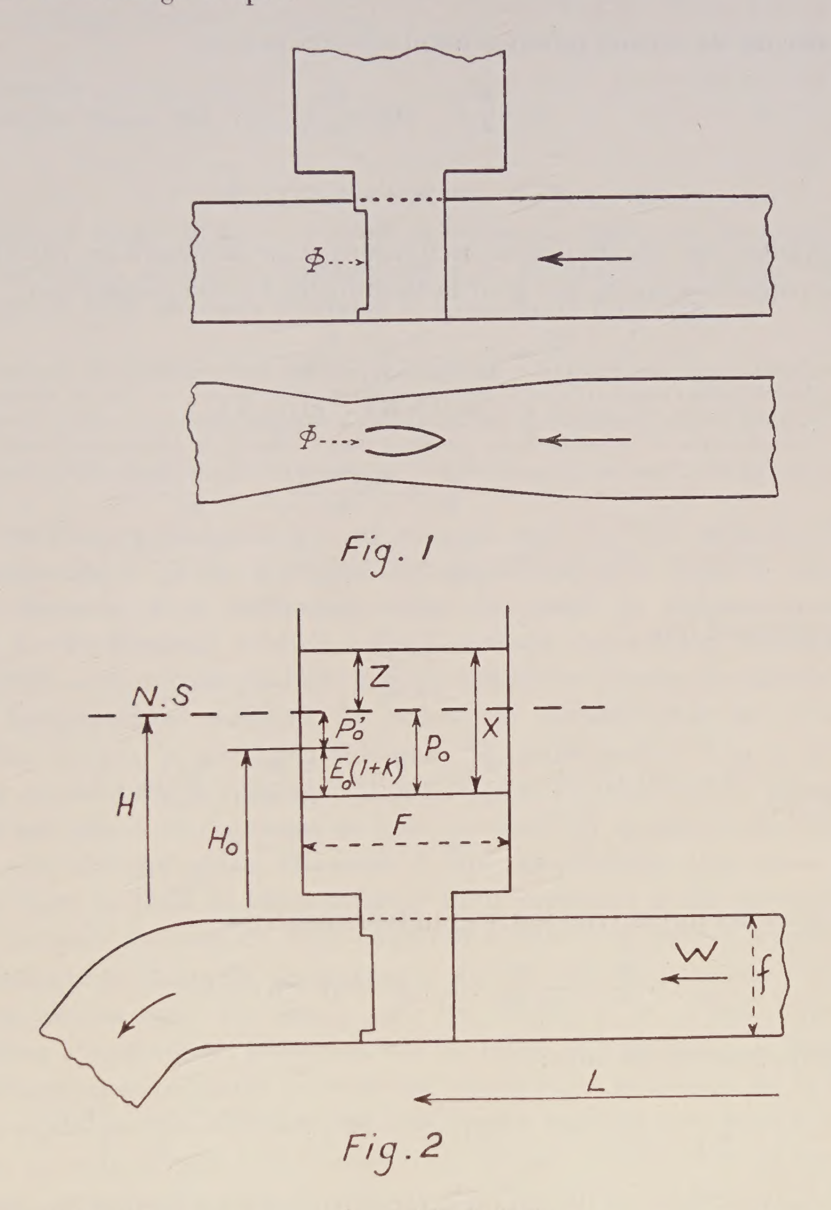
Le montage proposé permet de réduire la valeur de la section nécessaire pour la stabilité.

Dans une Note antérieure (1), nous avons montré comment le montage Venturi améliore la stabilité dans le cas d'une chambre d'équilibre placée à l'extrémité aval d'un canal d'amenée.

Nous allons montrer que l'on peut obtenir une solution encore plus intéressante en utilisant un montage du genre de celui que représente la figure 1 : le canal d'amenée, dans la portion rétrécie correspondant au col du Venturi, est traversé par une colonne tubulaire, profilée afin de ne pas créer de pertes de charge singulières : cette colonne creuse, qui aboutit à la chambre d'équilibre à sa partie supérieure, communique avec le canal par une fenêtre Φ, ouverte à l'extrémité aval du système, du côté opposé à la vitesse d'attaque, de façon à bénéficier de la dépression existant dans le sillage.

Il est facile de voir que, dans ces conditions, le niveau dans la chambre, en régime permanent, se place à une cote inférieure de $(1+K)E$, à celle qu'il

occuperait si la perte de charge P′ dans le canal d'amenée intervenait seule, E désignant la hauteur due à la vitesse et KE la dépression supplémentaire résultant du montage adopté.



Étudions la stabilité suivant le procédé de Thoma.

Pendant les oscillations, la chute nette, avec les notations de la figure 2 a pour valeur

$$H + Z + (1 + K)E = H_0 + P'_0 + Z + (1 + K)E = H_0 + X - E_0(1 + K) + E(1 + K)$$

en remarquant que

$$X = P'_0 + Z + E_0(1 + K).$$

L'action du régulateur donne au débit des turbines une valeur Q telle que l'on ait

$$Q_0 H_0 = Q[H_0 + X - E_0(1+K) + E(1+K)],$$

Considérons les valeurs relatives habituelles et posons

$$e = \frac{E}{Z_*}, \qquad e_0 = \frac{E_0}{Z_*},$$

on a

$$e = e_0 w^2, \qquad x = p'_0 + z + e_0(1+K).$$

En se limitant au cas des petites oscillations et en effectuant les calculs avec les mêmes approximations que pour la formule de Thoma, on obtient

$$u = \frac{U}{U_0} = \frac{Q}{Q_0} = \frac{h_0}{h_0 + x - e_0(1+K) + e(1+K)}$$

$$u \neq 1 - \frac{x}{h_0} + \frac{e_0(1+K)}{h_0} - \frac{e(1+K)}{h_0},$$

$$w = v + u = 1 + v - \frac{x}{h_0} + \frac{e_0(1+K)}{h_0} - \frac{e(1+K)}{h_0},$$

$$e = e_0 w^2 = e_0\left[1 + 2v - \frac{2x}{h_0} + \frac{2e_0(1+K)}{h_0} - \frac{2e(1+K)}{h_0}\right].$$

En remarquant que

$$v = \frac{1}{2\pi}\frac{dx}{dt'},$$

il vient

$$e = e_0\left(1 + 2v - \frac{2x}{h_0}\right) = e_0\left(1 + 2\frac{1}{2\pi}\frac{dx}{dt'} - \frac{2x}{h_0}\right),$$

$$u = 1 - \frac{x}{h_0}, \qquad w = 1 + \frac{1}{2\pi}\frac{dx}{dt'} - \frac{x}{h_0}.$$

L'équation des forces vives entre grandeurs relatives

$$v\frac{dv}{dz} + \frac{1}{2\pi}\frac{du}{dt'} + z + p' + e(1+K) = 0$$

donne alors, tous calculs faits :

$$\frac{d^2x}{dt'^2} + 2\pi\left\{-\frac{1}{h_0} + 2[p'_0 + e_0(1+K)]\right\}\frac{dx}{dt'} + 4\pi^2\left\{1 - \frac{2[p'_0 + e_0(1+K)]}{h_0}\right\}x = 0.$$

Dans le cas pratique où l'équation caractéristique a ses racines imaginaires, la condition d'amortissement des oscillations s'écrit

$$-\frac{1}{h_0} + 2[p'_0 + e_0(1+K)] > 0$$

ou

$$F > F_0 = \frac{W_0^2}{2g}\frac{Lf}{H_0[P'_0 + E_0(1+K)]}.$$

Cette expression dans laquelle F représente la section horizontale de la chambre d'équilibre, montre que le nouveau montage proposé permet une réduction sensible de la section limite F_0 vis-à-vis de celle que l'on obtiendrait avec un montage Venturi ordinaire.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 183.

PHYSIOLOGIE COMPARÉE. — *Activités thyréotropes différentes, en fonction de la température, d'extraits hypophysaires de Mammifères et d'un Téléostéen.* Note de MM. **Maurice Fontaine** et **Yves-Alain Fontaine**.

L'activité thyréotrope d'un extrait d'hypophyse d'Anguille est approximativement la même à 10 et à 20°, sous réserve d'un protocole expérimental ralenti à basse température, alors que cette activité d'un extrait hypophysaire d'origine mammalienne est considérablement diminuée à 10°. On peut ainsi admettre le maintien des corrélations hypophyso-thyroïdiennes chez un poïkilotherme à de basses températures.

Des travaux antérieurs [1] ont montré que l'action stimulante de la thyréostimuline (TSH) d'origine mammalienne qui s'exerce nettement sur la thyroïde d'un Salmonidé dans des eaux de températures supérieures à 15°, diminue avec le refroidissement de celles-ci et peut même disparaître — du moins pour des doses considérées comme physiologiques — à des températures voisines de celles qui caractérisent les eaux dans lesquelles vivent le plus généralement les Salmonidés. Faut-il admettre que les corrélations hypophyso-thyroïdiennes soient dans de telles conditions d'une efficacité douteuse ou bien que la TSH endogène du Téléostéen exerce son activité sur la thyroïde à une température plus basse que ne peut le faire la TSH de Mammifère ? Pour répondre à ces questions nous avons comparé l'action de TSH Organon à celle d'un extrait hypophysaire d'un Téléostéen (Anguille argentée) sur des groupes de poissons Téléostéens (Truites arc-en-ciel) les uns à 10°, les autres à 20°, l'axe hypophyso-thyroïdien ayant été au préalable mis au repos par un jeûne de deux mois. Des recherches antérieures [2] nous ont montré que la mesure de la fixation du radioiode par la thyroïde de tels sujets et dans des conditions bien définies — notamment à la température de 20° — constitue un test apparemment convenable pour la mesure de l'activité thyréotrope d'extraits hypophysaires de Mammifères (Bœuf, Rat) ou de Téléostéens (Anguille, Labre, etc.). A la température de 20° la comparaison, selon un protocole précédemment décrit [2] (quatre injections des substances à essayer espacées de 12 h, la dernière étant accompagnée d'une injection de radioiode et le sacrifice ayant lieu 24 h après) conduit à la constatation suivante : la TSH Organon, provenant du Bœuf, est plus active que l'extrait d'hypo-

physe d'Anguille utilisé. Le rapport d'activité : extrait d'hypophyse d'Anguille/TSH Organon = 0,28.

Si nous comparons les activités de ces mêmes substances selon le même protocole à une température voisine de 10°, nous n'obtenons pas de résultat positif net, mais si, supposant que la basse température a ralenti les diverses phases du phénomène, nous doublons les intervalles de temps du protocole rappelé ci-dessus, nous constatons que le même extrait d'hypophyse d'Anguille est plus actif que la TSH Organon. Le rapport d'activité : extrait d'hypophyse d'Anguille/TSH Organon est alors de 1,64.

Les extraits d'hypophyse d'Anguille étant obtenus par lyophilisation des produits des extractions aqueuses de broyats de glandes préalablement déshydratées à l'acétone, alors que la TSH Organon est une poudre obtenue après un traitement complexe des hypophyses de Bœuf, nous avons comparé à l'action d'extrait hypophysaire d'Anguille, des extraits hypophysaires de rat adulte (souche Wistar) préparés exactement dans les mêmes conditions que ceux d'Anguille. Nous avons retrouvé sur ces extraits hypophysaires de Rats des résultats comparables à ceux obtenus avec la TSH Organon, c'est-à-dire une diminution très importante de l'activité thyréotrope (diminution même plus considérable souvent qu'avec la TSH Organon) dans le cas des expériences faites à 10° et par rapport aux valeurs obtenues à 20°, ce qui n'est pas le cas avec les extraits hypophysaires d'Anguille. Le tableau suivant rassemble les résultats d'une expérience illustrant ces faits ([3]).

Action différente de la température sur les activités thyréotropes d'extraits hypophysaires de Rat et d'Anguille.

	Produit injecté.	NaCl 6%.	15 μg extrait hypophyse de Rat	15 μg extrait hypophyse d'Anguille.
10°	Nombre de Truites...........	9	10	10
	Fixation moyenne ± err. std. de la moyenne...	4,21 ± 0,27	5,70 ± 0,75 (**)	7,05 ± 0,76 (*)
20°	Nombre de Truites...........	10	9	10
	Fixation moyenne ± err. std. de la moyenne...	4,41 ± 0,49	14,15 ± 2,30 (*)	6,46 ± 1,25 (**)

(*) Réponse très significative par rapport aux témoins ($p < 0,01$).
(**) Réponse non statistiquement significative par rapport aux témoins ($0,05 < p < 0,20$).

En conclusion, ces résultats soulignent combien il est important de préciser les températures auxquelles sont effectuées les mesures d'activité thyréotrope sur des poïkilothermes, notion dont tous les auteurs ne semblent pas avoir eu conscience. Si, cependant, ce point avait été déjà souligné par certains endocrinologistes et notamment par M. Delsol et J. Flatin ([4]), l'hypothèse avait été émise par ces derniers auteurs que, pour assurer

des sécrétions thyroïdiennes analogues à celles des homéothermes, « les Vertébrés à sang froid ont besoin d'une quantité de stimuline hypophysaire beaucoup plus grande que les Vertébrés à sang chaud ». Nos dosages en cours ne semblent pas montrer que les poïkilothermes possèdent d'une façon générale dans leur hypophyse ou dans leur milieu intérieur des quantités supérieures à celles présentes chez les homéothermes, quantités d'ailleurs fort variables selon les espèces et divers facteurs intrinsèques ou extrinsèques. Les résultats apportés ici incitent à envisager plus favorablement l'hypothèse de différences qualitatives entre les substances hypophysaires thyréotropes, sans qu'on puisse actuellement savoir si ces différences portent sur la ou les molécules d'hormone elles-mêmes ou sur d'autres éléments des complexes protéiques étudiés ici. Leur signification physiologique n'en est pas moins évidente puisqu'ils montrent que ces substances d'activité thyréotrope n'agissent pour accroître la fixation du radioiode dans la glande thyroïde que dans une certaine marge de température, différente selon leur origine zoologique. Ces faits peuvent être rapprochés de quelques observations selon lesquelles certains enzymes présentent des activités en fonction de la température apparaissant comme adaptées dans une certaine mesure aux conditions thermiques habituelles des cellules dont ils ont été extraits ([5]).

([1]) Bibliographie dans M. Fontaine et Y. A. Fontaine, *J. Physiologie*, 1957 (sous presse).

([2]) M. Fontaine et Y. A. Fontaine, *J. Physiologie*, 48, 1956, p. 881-892.

([3]) Dans cette série expérimentale, la fixation du radioiode par la thyroïde sous l'influence de l'extrait d'hypophyse d'Anguille est légèrement inférieure à 20° par rapport à ce qu'elle est à 10°. Dans d'autres séries ([1]), c'est l'inverse, mais en aucun cas, la différence entre les actions aux deux températures n'est statistiquement significative.

([4]) *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 938-940.

([5]) Notamment E. R. Norris et D. W. Elam, *J. Biol. Chem.*, 134, 1940, p. 443-450 et T. H. Bullock, *Biol. Rev.*, 30, 1955, p. 311-342.

M. **Philibert Guinier** présente deux Ouvrages dont il a écrit les préfaces. L'un, *Les peupliers dans la production du bois et l'utilisation des terres*, édité par l'Organisation des Nations Unies pour l'alimentation et l'agriculture (F. A. O.), est l'œuvre collective de dix spécialistes, de diverses disciplines, Membres du Comité exécutif de la Commission internationale du Peuplier. L'autre, *La culture du Peuplier*, dû à M. Jean Pourtet, est plus spécialement écrit à l'usage des cultivateurs français.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **Maurice Caullery** :

Pierre Bonnet. *Bibliographia Arareorum. Analyse méthodique de toute la littérature aranéologique jusqu'en* 1939. Tome II (3e partie : G-M).

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, MM. **Balthasar Van der Pol** et **Édouard Houdremont** sont élus Correspondants pour les Sections des Académiciens libres et des Applications de la science à l'industrie; ils occuperont les deux places nouvellement créées qui restent à pourvoir.

DÉSIGNATIONS.

M. **Eugène Darmois** est désigné pour représenter l'Académie aux Cérémonies qui auront lieu à Colmar, les 9 et 10 novembre 1957, à l'occasion du Centenaire de la consécration officielle de l'Œuvre scientifique de **Gustave-Adolphe Hirn**.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel**, signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Robert Winter. 1° *Homologies balistiques à site variable en atmosphère réelle. Applications;* 2° *Un cadre théorique général pour la construction de superoutillages de balistique intérieure. Les Tables W. R. à progressivité variable ;* 3° *Tables W. R. Outillage numérique de balistique intérieure, valable pour toutes les poudres dégressives de la classe* $\varphi(z) = \sqrt{1 - kz}$. Fascicule 1. *Tables pour le calcul des grandeurs balistiques principales (parcours du projectile. Vitesse. Pression).* Fascicule 2. *Tables pour le calcul des coefficients différentiels;*

2° Manuels de calculs techniques. Collection dirigée par Louis Couffignal. Volume III. *Résolution numérique des équations algébriques,* par Jean Peltier ;

3° Atti della Societa Lombarda di Scienze Medico-Biologiche. Supplemento. *Symposium sui nuovi farmachi antitubercolari* (Milano, 16-17 novembre 1956);

4° Ciba Foundacion Colloquia on Ageing. Volume III. *Methodology of the Study of Ageing;*

5° Academiei Republicii Populare Romîne : 1° *Monografii medicale. I. Introducere în Biochimia bolilor de piele,* de Vintila V. Mihailescu ; 2° *Monografii de Fizica. I. Introducere în teoria propagarii caldurii,* de L. Hamburger. I. *Conductia prin solide.*

LOGIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur les éléments universels de décision.* Note (*) de M. **Alan Rose**, présentée par M. Louis de Broglie.

Sobociński a démontré (¹) que si le foncteur Φ est tel que

$$\Phi(p, q, r, s) =_{\mathsf{T}} p \equiv (p \equiv q) \,\&\, (r \equiv s)$$

alors tout foncteur logique à un ou à deux arguments peut se définir en fonction de Φ et des deux constantes logiques 0, 1, de telle sorte que, dans chaque cas, le symbole Φ ne se rencontre dans le definiens qu'une seule fois. Ainsi Φ correspond à un élément universel de décision (²). L'objet de cette Note est de démontrer qu'un certain nombre d'autres formules correspondent, elles aussi, à des éléments universels de décision. Le premier circuit qu'on ait développé (³) était un circuit de relais correspondant à la formule $p \equiv [q, r, s]$. Il semblerait que les formules les plus appropriées aux circuits de relais sont $[p, (q \vee r) \,\&\, (s/t), u]$ et $[p, (q \not\supset r) \vee (r \not\supset s), t]$. Pour les lampes thermoioniques et les noyaux aimantés il semble probable que la formule la plus appropriée sera $[p \not\supset q, r, s \not\supset t]$, et, pour les transisteurs, $p \,\&\, q \,\&\, (r \downarrow s) \equiv t$.

Il suffit d'étudier les foncteurs à deux arguments $\vee$, &, $\supset$, $\not\supset$, $\equiv$, $\not\equiv$, $/$, $\downarrow$, puisque tous les autres foncteurs à un ou à deux arguments sont essentiellement les mêmes que ceux-là ou que l'assertion ou la négation. Celles-ci ne présentent aucune difficulté puisque

$$\sim p =_{\mathsf{T}} p \supset 0, \quad p^{\mathrm{A}} =_{\mathsf{T}} p \vee 0.$$

Nous démontrons d'abord que si

$$\Phi(p, q, r, s) =_{\mathsf{T}} [p, \Psi(q, r), \sim s], \tag{1}$$

où les crochets indiquent la disjonction conditionnée (⁴), Ψ étant un des foncteurs $\equiv$, $\not\equiv$, $\supset$, $\not\supset$, alors Φ correspond à un élément universel de décision. Nous constatons que si Ψ est $\equiv$ alors Φ est essentiellement la formule de Sobociński (⁵). Nous constatons d'abord que

$$p \,\&\, q =_{\mathsf{T}} [p, q, \sim 1], \quad p \vee q =_{\mathsf{T}} [p, \sim q, \sim 0], \quad p \supset q =_{\mathsf{T}} [1, q, \sim p],$$
$$p \equiv q =_{\mathsf{T}} [p, q, \sim p], \quad p/q =_{\mathsf{T}} [1, \sim q, \sim p], \quad p \downarrow q =_{\mathsf{T}} [0, q, \sim p],$$
$$p \not\supset q =_{\mathsf{T}} [p, \sim q, \sim 1], \quad p \not\equiv q =_{\mathsf{T}} [p, \sim q, \sim p].$$

Il résulte des identités

$$1 \equiv q, \quad 0 \not\equiv q, \quad 1 \supset q, \quad q \not\supset 0 =_{\mathsf{T}} q, \qquad 0 \equiv q, \quad 1 \not\equiv q, \quad q \supset 0, \quad 1 \not\supset q =_{\mathsf{T}} \sim q \tag{2}$$

qu'en employant, dans (1), n'importe laquelle des quatre formules $\Psi(q, r)$, nous pouvons, dans le deuxième espace à argument de la disjonction conditionnée, aboutir à q ou à $\sim q$. Ainsi, par exemple, si $\Psi(q, r)$ est $q \supset r$ nous

pouvons donner les définitions

$$P \& Q =_{df} \Phi(P, 1, Q, 1), \qquad P \not\equiv Q =_{df} \Phi(P, Q, O, P).$$

L'équation (2) permet aussi de démontrer que les seize formules

$$\Phi(p, q, r, s, t) =_{\mathsf{T}} [\Psi_1(p, q), r, \Psi_2(s, t)],$$

Ψ_1, Ψ_2 étant chacun un des foncteurs $\equiv$, $\not\equiv$, $\supset$, $\not\supset$, correspondent à des éléments universels de décision. Nous avons

$$p \& q =_{\mathsf{T}} [p, q, q], \qquad p \vee q =_{\mathsf{T}} [q, q, p],$$
$$p \supset q =_{\mathsf{T}} [q, q, \sim p], \qquad p \equiv q =_{\mathsf{T}} [p, q, \sim p],$$
$$p / q =_{\mathsf{T}} [\sim p, q, \sim q], \qquad p \downarrow q =_{\mathsf{T}} [\sim q, q, \sim p],$$
$$p \not\supset q =_{\mathsf{T}} [\sim q, q, p], \qquad p \not\equiv q =_{\mathsf{T}} [\sim p, q, p].$$

Ainsi, par exemple, si $\Psi_1(p, q)$, $\Psi_2(s, t)$ sont $p \equiv q$, $s \not\supset t$ respectivement nous pouvons donner les définitions

$$P \vee Q =_{df} \Phi(1, Q, Q, P, 0), \qquad P \equiv Q =_{df} \Phi(1, P, Q, 1, P).$$

Dans les quatre cas où Ψ_1, Ψ_2 sont $\equiv$ ou $\not\equiv$ nous pouvons identifier les variables p, t et alors les quatre formules sont données par

$$p \equiv [q, r, s], \qquad p \not\equiv [q, r, s], \qquad p \equiv [q, r, \sim s], \qquad p \not\equiv [q, r, \sim s].$$

Si $\Phi(p, q, r, s) =_{\mathsf{T}} p \equiv [q, r, s]$, les définitions sont

$$P \& Q =_{df} \Phi(1, P, Q, 0), \qquad P \vee Q =_{df} \Phi(1, 1, Q, P), \qquad P \supset Q =_{df} \Phi(1, Q, P, 1),$$
$$P / Q =_{df} \Phi(0, P, Q, 0), \qquad P \downarrow Q =_{df} \Phi(0, 1, Q, P), \qquad P \not\supset Q =_{df} \Phi(0, Q, P, 1),$$
$$P \equiv Q =_{df} \Phi(P, 1, 1, 1), \qquad P \not\equiv Q =_{df} \Phi(P, 0, 0, 0).$$

Dans les trois autres cas les définitions se font de façon semblable.

D'autres formules qui correspondent à des éléments universels de décision sont $[p, \Phi(q, r, s), t]$ où $\Phi(q, r, s,)$ est une des formules $(q \not\supset r) \vee (r \not\supset s)$, $(q \not\equiv r) \& (r \not\equiv s)$. Il suffit, dans chaque cas, de démontrer que nous pouvons définir quatre d'entre les foncteurs à deux arguments en fonction de Φ, pourvu que les quatre autres foncteurs correspondent aux négations des quatre premiers. Alors toutes les définitions peuvent se faire puisque

$$[1, p, 0] =_{\mathsf{T}} p, \qquad [0, p, 1] =_{\mathsf{T}} \sim p.$$

Dans le premier cas, nous avons

$$P \vee Q =_{df} \Phi(P, Q, 0), \qquad P/Q =_{df} \Phi(1, P, Q),$$
$$P \not\supset Q =_{df} \Phi(P, Q, 1), \qquad P \not\equiv Q =_{df} \Phi(P, Q, P).$$

De même, dans le second cas, nous avons

$$P \& Q =_{df} \Phi(P, 0, Q), \qquad P \downarrow Q =_{df} \Phi(P, 1, Q), \qquad P \not\supset Q =_{df} \Phi(P, Q, 1)$$
$$P \not\equiv Q =_{df} \Phi(P, Q, P).$$

La formule $[p, (q \vee r) \& (s\, t), u]$ correspond, elle aussi, à un élément universel de décision, puisque $(q \vee r) \& (r/s) =_{\mathrm{T}} (q \not\supset r) \vee (r \not\supset s)$.

Les négations des trois formules ci-dessus correspondent, elles aussi, à des éléments universels de décision. Pour obtenir les définitions nécessaires nous n'avons qu'à échanger les symboles & et /, v et $\downarrow$, $\supset$ et $\not\supset$, $\equiv$ et $\not\equiv$. Nous pouvons aussi définir, en fonction des premières formules, tout foncteur à trois arguments correspondant à une formule ayant une des formes

$$\Lambda(p, q) \vee r, \qquad \Lambda(p, q) \& r.$$

Cela s'ensuit aussitôt, puisque

$$\Lambda(p, q) \vee r =_{\mathrm{T}} [1, \Lambda(p, q), r] =_{\mathrm{T}} [r, \sim \Lambda(p, q), 1],$$
$$\Lambda(p, q) \& r =_{\mathrm{T}} [r, \Lambda(p, q), 0] =_{\mathrm{T}} [0, \sim \Lambda(p, q), r].$$

Ainsi, par exemple, si

$$\Phi(p, q, r, s, t) =_{\mathrm{T}} [p, (q \not\supset r) \vee (r \not\supset s), t], \qquad \zeta(p, q, r) =_{\mathrm{T}} (p \supset q) \vee r$$

nous avons

$$\mathrm{P} \supset \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(0, \mathrm{P}, \mathrm{Q}, 1, 1), \qquad \zeta(\mathrm{P}, \mathrm{Q}, \mathrm{R}) =_{\mathrm{df}} \Phi(\mathrm{R}, \mathrm{P}, \mathrm{Q}, 1, 1).$$

Enfin, nous examinons la formule

$$\Phi(p, q, r, s, t) =_{\mathrm{T}} p \& q \& (r \downarrow s) \equiv t.$$

Nous avons

$$\mathrm{P} \& \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(\mathrm{P}, \mathrm{Q}, 0, 0, 1), \qquad \mathrm{P} \downarrow \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(1, 1, \mathrm{P}, \mathrm{Q}, 1), \qquad \mathrm{P} \not\supset \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(1, \mathrm{P}, \mathrm{Q}, 0, 1),$$
$$\mathrm{P}/\mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(\mathrm{P}, \mathrm{Q}, 0, 0, 0), \qquad \mathrm{P} \vee \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(1, 1, \mathrm{P}, \mathrm{Q}, 0), \qquad \mathrm{P} \supset \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(1, \mathrm{P}, \mathrm{Q}, 0, 0),$$
$$\mathrm{P} \equiv \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(\mathrm{P}, 1, 0, 0, \mathrm{Q}), \qquad \mathrm{P} \not\equiv \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(1, 1, 0, \mathrm{P}, \mathrm{Q}).$$

La négation de la formule ci-dessus se traite de façon semblable.

(*) Séance du 24 avril 1957.
(1) *J. Computing Systems*, 1, 1953, p. 71.
(2) *Voir* la Note (1).
(3) A. Rose et J. E. Parton, *British Provisional Patent*, n° 28 685/56.
(4) *Portugal. Math.*, 7, 1948, p. 87.
(5) *Conf. J. Symbolic Logic*, 18, 1953, p. 285.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur un théorème de M. A. Marchaud et sur les fonctions dérivables presque partout.* Note (*) de M. **Solomon Marcus**, présentée par M. Paul Montel.

Généralisation d'un théorème de M. A. Marchaud, concernant les fonctions continues dont tous les ensembles de niveau sont finis.

M. A. Marchaud a obtenu, par une voie indirecte, le résultat suivant (1) : Une fonction réelle, continue, d'une variable réelle, qui prend chacune de

ses valeurs seulement un nombre fini de fois, est dérivable presque partout et devient une fonction à variation bornée dès qu'on modifie convenablement ses valeurs sur un certain ensemble de mesure aussi petite qu'on veut.

Nous allons montrer qu'on peut obtenir, par une voie simple et directe, un résultat plus général que celui de M. A. Marchaud.

Rappelons que l'ensemble des points où $f(x)$ prend la même valeur est dit un ensemble de niveau de $f(x)$.

Théorème 1. — *Soit $f(x)$ une fonction réelle, finie, d'une variable réelle, jouissant de la propriété de Darboux sur $[a, b]$. Supposons qu'il existe un ensemble $A \subset [a, b]$, de mesure nulle, tel que chaque point $\xi \in [a, b] - A$ est isolé dans l'ensemble $\{x; f(x) = f(\xi)\}$. En ce cas, $f(x)$ est dérivable presque partout sur $[a, b]$.*

Démonstration. — Il existe, d'après le théorème de Denjoy-Young-Saks, un ensemble B de mesure nulle, tel que, dans chaque point de $[a, b] - B$, deux nombres dérivés opposés sont finis et égaux ou infinis et inégaux; deux nombres dérivés associés sont finis et égaux ou bien inégaux et alors un au moins est infini. Désignons par M l'ensemble des points d'extrémum strict de $f(x)$. On sait que M est au plus dénombrable. L'ensemble $E = A \cup B \cup M$ est donc de mesure nulle.

Soit maintenant $\xi \in [a, b] - E$. D'après les hypothèses, ξ est un point isolé de l'ensemble $\{x; f(x) = \xi\}$. Mais $f(x)$ jouit de la propriété de Darboux; on déduit de là l'existence d'un $\delta > 0$, tel que la différence $f(x) - f(\xi)$ ne s'annule pas dans les intervalles ouverts $(\xi - \delta, \xi)$ et $(\xi, \xi + \delta)$ et a des signes opposés dans ces deux intervalles, parce que ξ n'est pas un point d'extrémum pour $f(x)$. Cela veut dire que pour $\xi \neq x \in (\xi - \delta, \xi + \delta)$ l'expression $(f(x) - f(\xi))/(x - \xi)$ garde un signe constant, donc que les quatre nombres dérivés de $f(x)$ au point ξ évitent un certain signe, le même pour tous les quatre. Compte tenu du théorème de Denjoy-Young-Saks, il est ainsi exclu que $f(x)$ ait au point ξ un nombre dérivé infini. Du même théorème, on déduit que les quatre nombres dérivés de $f(x)$ en ξ sont égaux.

Théorème 2. — *Si $f(x)$ réelle, finie, de variable réelle, est dérivable presque partout sur $[a, b]$, on a, pour chaque $\varepsilon > 0$, un ensemble mesurable $E \subset [a, b]$ de mesure inférieure à ε et tel qu'il existe une fonction réelle $g(x)$, à variation bornée sur $[a, b]$, qui coïncide avec $f(x)$ sur $[a, b] - E$.*

Démonstration. — Désignons par A_n l'ensemble des points de $[a, b]$ où $f(x)$ admet une dérivée finie, inférieure, en valeur absolue, à n. On voit aisément que A_n est mesurable et qu'on a $[a, b] = \bigcup\limits_{0}^{\infty} A_n$, où A_0 est l'ensemble de mesure nulle où $f(x)$ n'est pas dérivable. En outre, on a $A_n \subset A_{n+1}$ pour $n \geq 1$. Soit maintenant un $\varepsilon > 0$ et soit μ la mesure de Lebesgue. On peut déterminer un N tel que $b - a - \mu(A_n) < \varepsilon/2$ pour chaque $n > N$. Fixons un tel n. Il

existe une partie compacte K_n de A_n, telle que $\mu(A_n) - \mu(K_n) < \varepsilon/2$. Considérons un système fini $\{(\alpha_k, \beta_k)\}(k=1, 2, \ldots, p)$ d'intervalles disjoints et tels que $\alpha_k \in K_n$, $\beta_k \in K_n$ pour $k=1, 2, \ldots, p$. L'ensemble K_n étant compact, on peut appliquer sur l'ensemble $K_n \cap (\alpha_k, \beta_k)$ le théorème des accroissements finis et l'on a

$$\sum_{k=1}^{p} |f(\beta_k) - f(\alpha_k)| = \sum_{k=1}^{p} |f'(\xi_k)|(\beta_k - \alpha_k) \qquad \text{où} \quad \xi_k \in K_k \cap (\alpha_k, \beta_k).$$

Mais $|f'(\xi_k)| < n$, donc $\sum_{k=1}^{p} |f(\beta_k) - f(\alpha_k)| < n(b-a)$. On déduit ainsi que $f(x)$ est à variation bornée sur K_n.

D'après un théorème de (²), il existe une fonction $g(x)$, à variation bornée sur $[a, b]$ qui coïncide sur K_n avec $f(x)$. Posons $E = [a, b] - K_n$; on a $\mu(E) < \varepsilon$ et le théorème est démontré.

(*) Séance du 24 avril 1957.

(¹) *Fund. Math.*, **20**, 1933, p. 105-116.

(²) S. Saks, *Theory of the integral*, Warszawa, 1937, p. 221.

MÉCANIQUE. — *Les formes extérieures et la Mécanique des milieux continus.* Note de M. **François Gallissot**, présentée par M. Henri Villat.

Le mouvement d'un milieu continu avec déformations est une application φ de classe $C^r (r \geq 2)$ de l'espace R^4 dans ρ^3, en désignant par ρ^3 l'espace numérique à 3 dimensions, par R^4 le produit de l'espace numérique à 3 dimensions par la droite numérique t.

Plus généralement, nous considérons les applications φ de classe C^r de l'espace numérique R^p dans l'espace numérique ρ^n, auxquelles nous associons la variété des jets (¹) du premier ordre $J^1(R^p, \rho^n)$. Soient $(\xi^1, \ldots, \xi^n)$ les coordonnées d'un point ξ de $\rho^n(x^1, \ldots, x^p)$ les coordonnées d'un point x de R^p. Dans $J^1(R^p, \rho^n)$ de dimension $np + n + p$, les coordonnées canoniques d'un point sont $(\xi^1, \ldots, \xi^n, \ldots, a_i^k, \ldots, x^1, \ldots, x^p)$. Les éléments $(0, \ldots, 0; \ldots; a_i^k; \ldots; 0, \ldots 0)$ constituent le noyau E_{pn} de la variété des jets, de sorte que $J^1(R^p, \rho^n) = R^p E_{pn} \rho^n$.

Les champs $\vec{a}_i$ et les formes $\theta(\vec{a}_i)V_p$. Nous désignons par $\vec{a}_i$ le champ de vecteurs dans J^1 de composantes $(0, \ldots, 0; a_i^1, \ldots, a_i^p; 0, \ldots, 0)$. A la forme volume V_p définie sur R^p qui s'écrit $V_p = dx^1 \wedge \ldots \wedge dx^p$ et au champ $\vec{a}_i$ nous faisons correspondre, au moyen de l'opérateur des transformations infinitési-

males $\theta(\vec{a}_i)$, une forme de degré p, définie sur $J^1(R^p, \rho^n)$

$$\theta(\vec{a}_i)V_p = \sum_{k=1}^{p} (-1)^{k+1}\, da_i^k \wedge dx^1 \wedge \ldots \wedge \check{dx^k} \wedge \ldots \wedge dx^p,$$

le signe $\vee$ placé sur dx^k signifiant que ce terme est omis.

Forme $\Sigma\, d\xi^i \wedge \theta(\vec{a}_i)V_p$. — Les n formes $d\xi^i$ sur ρ^n engendrent, par produit extérieur avec les formes de degré p : $\theta(\vec{a}_i)V_p$ et sommation par rapport à i de 1 à n, une forme de degré $p+1$ sur $J^1(R^p, \rho^n)$.

Forme génératrice Ω_{p+1}. — $\omega = \sum_{i=1,n}^{k=1,p} X_k^i\, da_i^k + X_{\xi^i} d\xi^i + \ldots$, désignant une forme de Pfaff sur $J^1(R^p; \rho^n)$ nous appelons forme génératrice Ω_{p+1}, la forme $\Omega_{p+1} = \sum_{i=1}^{n} d\xi^i \wedge \theta(\vec{a}_i)V_p + \omega \wedge V_p$.

Système associé à Ω_{p+1}. — On appelle ainsi le système $i(\vec{X})\Omega_{p+1} = 0$ où $\vec{X}$ est un champ de vecteurs arbitraire sur $J^1(R^p, \rho^n)$ réductible à $np+n+p$ équations $\left[i(\vec{X})\right.$ opérateur antidérivation (²)$\left.\right]$.

Théorème. — *Si le jacobien à np éléments* $D(\ldots X_k^i \ldots)/D(\ldots a_i^k \ldots)$ *est non nul, les solutions de* $i(\vec{X})\Omega_{p+1} = 0$ *satisfaisant de plus à* $d\xi^i \wedge V_p = 0\ (V_p \neq 0)$ *sont construites localement au moyen des solutions d'un système d'équations linéaires aux dérivées partielles du deuxième ordre* $S_{n,2}(f^i)$, *les* f^i *étant des fonctions des* x^h.

A ce système $S_{n,2}(f^i)$ il est préférable de substituer le système linéaire de $np+n$ équations déduit de $i(\vec{X})\Omega_{p+1} = 0$, $d\xi^i \wedge V_p = 0$ qui, en coordonnées canoniques, revêt la forme

$$(1)\qquad \frac{\partial f^i}{\partial x^k} = X_k^i(x^h, \ldots, a_l^j, \ldots, \xi^\alpha, \ldots). \qquad \sum_{k=1}^{p} \frac{\partial a_i^k}{\partial x^k} = -X_{\xi^i}(x^h, \ldots, a_l^j, \ldots, \xi^\alpha, \ldots).$$

Cas particulier $d\omega = 0$. — Il existe une fonction E sur $J^1(R^p, \rho^n)$ telle que $\omega = dE$. Au moyen de la fonction E, le système précédent revêt la forme

$$(2)\qquad \frac{\partial f^i}{\partial x^k} = \frac{\partial E}{\partial a_i^k}, \qquad \sum_{k=1}^{p} \frac{\partial a_i^k}{\partial x^k} = -\frac{\partial E}{\partial \xi^i}.$$

Il généralise celui d'Hamilton pour $p=1$. Si de plus E est quadratique à coefficients constants sur $J^1(R^p, \rho^n)$, $S_{n,2}(f^i)$ est à coefficients constants.

Applications à la Mécanique. — Un milieu est connu au point de vue mécanique, si l'on est capable de construire la forme ω sur $J^1(R^3 t, \rho^3)$ espace numérique à 19 dimensions. Les expériences physiques permettent dans une

certaine mesure de préciser ω en utilisant comme coordonnées dans le noyau E_{12} de la variété des jets les $f^i_k = \partial f^i/\partial x^k$. Il est essentiel de remarquer que le passage des a^i_k aux f^i_k nécessite la résolution de np premières équations de (1) ou de (2).

Le théorème précédent permet d'axiomatiser la dynamique des milieux continus.

Axiome. — *Les équations de la Mécanique des milieux continus sont engendrées au sens du théorème précédent par la forme Ω_5.*

Exemples. — 1. Dans le cadre de l'approximation linéaire à température constante pour les milieux isotropes et homogènes

$$2\,E = \mu \sum_{i,k(1,3)} (f^i_k)^2 + (\lambda+\mu)\left(\sum_{i=1}^{3} f^i_i\right)^2 - \rho \sum_{i=1}^{3} (f^i_4)^2$$

(ρ densité; λ, μ, coefficients de Lamé), on obtient les équations de Navier-Stokes en prenant $\omega = dE + \sum_{i=1}^{3} X_i\,d\xi^i$.

2. La statique et la dynamique des fils s'obtiennent (avec les modifications dimensionnelles convenables) en prenant

$$2\,E = -T\sqrt{(f^1_1)^2 + (f^2_1)^2 + (f^3_1)^2} - \rho\,[(f^1_4)^2 + (f^2_4)^2 + (f^3_4)^2],$$

T désignant la tension, ρ la densité, les équations sont engendrées par une forme Ω_3.

3. La statique et la dynamique des fluides quelconques faisant intervenir pression, température, densités variables, on prendra un espace numérique à 22 dimensions et la forme génératrice Ω_8 sera de degré 8.

4. La mécanique des systèmes rigides. Dire qu'un système est rigide signifie que ses mouvements sont engendrés par une application de $L_D R^3$ dans ρ^3 (L_D, groupe de Lie des déplacements). Cette application se prolonge sur les espaces tangents TL_D et $T\rho^3$; elle s'étend à la variété des jets $J^1(R^3 t, \rho^3)$. Ainsi la forme Ω_5 de degré 5 peut être remontée sur $TL_D R^3 t$. Considérée comme forme double sur $(TL_D t)\,R^3$, après sommation sur R^3, Ω_5 donne naissance à une forme Ω_2 de degré 2 de rang maximum sur $TL_D t$ dont le système associé engendre les équations du mouvement [3].

5. Les mêmes considérations s'appliquent à la Mécanique relativiste, qui, envisagées sous cet angle, est débarrassée des métriques introduites par la considération des variétés riemanniennes.

[1] C. Ehresmann, *Les prolongements d'une variété différentiable* (*IV° Congresso Matematica Taormina*, 1951, Colloque de géométrie différentielle, Strasbourg, 1953, p. 98-110).

[2] H. Cartan, *Colloque de topologie*, Bruxelles, 1950, Masson, Paris, p. 15-27.

[3] F. Gallissot, *Ann. Inst. Fourier*, 4, 1952, p. 145-297.

AÉROÉLASTICITÉ. — *Flottement de gouverne à un degré de liberté en écoulement transsonique.* Note (*) de M. **Gabriel Coupry**, présentée par M. Maurice Roy.

On se propose d'évaluer, au moins qualitativement, l'influence de l'épaisseur et de la présence des chocs sur le flottement à un degré de liberté de gouverne en écoulement transsonique.

1. En supposant que l'écoulement dépende d'un potentiel

$$\Phi = V_0(x + \psi) \tag{1}$$

et en faisant les mêmes hypothèses simplificatrices que dans les études stationnaires bidimensionnelles d'écoulement transsonique, l'équation du potentiel de perturbation ψ s'écrit

$$\psi_{xx}\left[1 - M_0^2 - (\gamma + 1) M_0^2 \psi_x - (\gamma - 1)\frac{M_0}{a_0}\psi_t\right] + \psi_{yy} - \frac{2 M_0}{a_0}\psi_{xt} - \frac{1}{a_0^2}\psi_{tt} = 0. \tag{2}$$

(a_0 et M_0 désignant la vitesse du son et le nombre de Mach de l'écoulement non perturbé).

2. Supposant ensuite connue une solution stationnaire $\psi_0(x, y)$ correspondant à un profil épais, symétrique, à incidence nulle, on recherche le potentiel instationnaire $\psi_1(x, y, t)$ correspondant à des oscillations transversales du profil infiniment petites par rapport à l'épaisseur. On obtient ainsi par linéarisation l'équation de type mixte :

$$\begin{aligned}\psi_{1xx}[1 - M_0^2 - (\gamma + 1) M_0^2 \psi_{0x}] - (\gamma + 1) M_0^2 \psi_{0xx}\psi_{1x}\\ - \frac{M_0}{a_0}(\gamma - 1)\psi_{0xx}\psi_{1t} + \psi_{1yy} - \frac{2 M_0}{a_0}\psi_{1xt} - \frac{1}{a_0^2}\psi_{1tt} = 0,\end{aligned} \tag{3}$$

qui, avec la condition de non-réflexion à l'infini, la condition de non-décollement et, quand l'équation (3) ne reste pas purement hyperbolique en tout point, une condition de sillage, détermine $\psi_1(x, y, t)$.

3. Pour permettre la résolution de l'équation (3), on admet les hypothèses simplificatrices suivantes :

a. on suppose l'onde de choc droite de hauteur infinie partageant l'espace en deux régions;

b. dans chacune de ces régions, on remplace l'écoulement réel par un écoulement fictif pour lequel ψ_{0x} est une constante notée A^- dans la partie en amont du choc, et A^+ en aval. Cette constante est supposée être la valeur moyenne de ψ_{0x} sur le profil, multipliée par un coefficient d'atténuation $r < 1$ destiné à tenir compte de l'évanouissement de $\psi_{0x}(x, y)$ quand on s'éloigne du profil dans l'écoulement réel;

c. on admet enfin que, comme en stationnaire, la position du pied du choc est définie par la relation :

$$\psi_{0x} = 0. \tag{4}$$

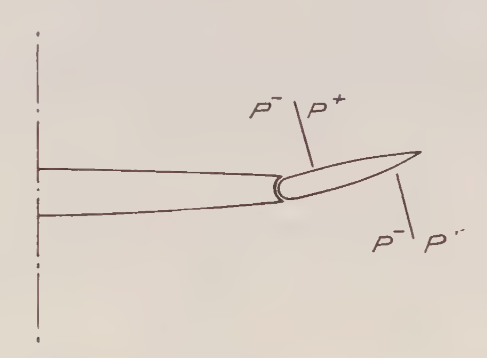
Compte tenu de ces hypothèses, on pose :

$$-K_0^2 M_0^2 = 1 - M_0^2 - (\gamma + 1) M_0^2 A^- \quad \text{en amont du choc,}$$
$$K_1^2 M_0^2 = 1 - M_0^2 - (\gamma + 1) M_0^2 A^+ \quad \text{en aval du choc.}$$

On démontre ensuite que, pour des oscillations sinusoïdales du volet ou du profil, on obtient rigoureusement la même équation et les mêmes conditions aux limites que dans les calculs classiques, en remplaçant le nombre de Mach de l'infini amont M_0 par un nombre de Mach fictif

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{1 - K_0^2}} \qquad \text{ou} \qquad \mu = \frac{1}{\sqrt{1 + K_1^2}}$$

suivant qu'on est en amont on en aval du choc, et la corde c de l'aile par une corde fictive ou apparente $c\mu M_0$.



4. — Trois configurations sont alors envisagées.

1° *L'onde de choc se situe en amont du volet.* — Le volet est alors dans un écoulement franchement subsonique, et aucune hypothèse acceptable ne permet de le traiter isolément ; aucun calcul ne peut donc être effectué dans ce cas. On peut simplement remarquer que, le nombre de Mach sur le volet étant sensiblement plus petit que M_0, il est probable que la tendance au flottement sera plus faible que ne l'indiqueraient les calculs classiques.

2° *L'onde de choc se situe sur le volet.* — Nous admettrons dans ce cas que les efforts sur la gouverne sont dûs essentiellement au mouvement de l'onde de choc qui crée, sur la surface qu'elle parcourt, une différence de pression importante entre extrados et intrados. Compte tenu de l'hypothèse sur le mouvement des chocs, et supposant ceux-ci suffisamment petits, le moment de charnière sur le volet sera de la forme

$$N = k\psi_{1yy}(\Delta_P)_{\text{choc}}.$$

Un calcul aisé permet de déterminer la perturbation ψ_{1yy}. On vérifie alors que, dans la gamme des fréquences usuelles, l'onde de choc entraîne toujours une tendance à l'instabilité.

3° *L'onde de choc est fixée au bord de fuite.* — L'écoulement sur le volet est

alors franchement supersonique, et les coefficients aérodynamiques se calculent aisément, à partir des tables classiques, pour un nombre de Mach μ et une corde $c\mu/M_0$. Le nombre de Mach fictif μ étant sensiblement plus grand que M_0, le flottement à un degré de liberté tend alors à disparaître.

5. En conclusion de cette étude qui ne vise qu'à dégager la tendance des phénomènes de flottement à un degré de liberté en écoulement transsonique, on peut retenir que, tant que l'onde de choc reste en amont du volet, la tendance au flottement est plus faible que ne l'indiquent les calculs classiques; elle devient plus importante dès que l'onde de choc atteint le volet, et disparaît pratiquement lorsque le choc se fixe au bord de fuite.

(*) Séance du 29 avril 1957.

HYDRODYNAMIQUE. — *Étude de la couche limite dans le cas des mouvements progressifs périodiques (houles monochromatiques établies).* Note (*) de M. **Pierre Lhermitte**, transmise par M. Joseph Pérès.

La propagation, dans une nappe d'eau de profondeur constante H, d'ondes progressives périodiques monochromatiques (longueur d'onde 2L, période 2T, amplitude $2h$), entraîne sur le fond l'existence d'une couche limite, qui constitue un élément important dans l'amortissement de ces ondes et dans le transport des matériaux.

1. Nous avons *observé* la couche limite engendrée par des houles de laboratoire, par méthode colorimétrique (source de colorant sur le fond, lignes colorées sur toute la hauteur du fluide) :

1° A partir de la source colorante, on observe l'existence près du fond d'une couche de fluide intensément colorée de faible épaisseur, animée, en plus d'un mouvement oscillatoire périodique, d'une vitesse moyenne de translation dans le temps non négligeable, dans le sens de propagation de la houle. Nous noterons cette vitesse : $\overline{u}_{cl}$ (vitesse moyenne maximum dans la couche limite);

2° Les particules du fluide situées à la frontière de cette couche sont elles-mêmes animées d'un mouvement d'entraînement moyen dans le sens de propagation de la houle. Nous noterons cette vitesse $\overline{u}_e$ (vitesse moyenne dans le temps d'entraînement du fluide sain);

3° Les domaines du fluide sain, et de la couche, au contact du fond, sont nettement différenciables, les vitesses $\overline{u}_{cl}$ et $\overline{u}_e$ étant très différentes.

Dans le domaine d'application de nos expériences, nous avons trouvé que les formules empiriques suivantes traduisaient correctement le phénomène (*fig.* 1 et 2) :

$$1,6\,u_e = \overline{u}_{cl} \qquad \text{et} \qquad \overline{u}_{cl} = \frac{1}{140}\,u_f^{1,8},$$

u_f étant la vitesse théorique maximum du fluide près du fond, d'après les équations classiques de la houle et les vitesses étant exprimées en centimètres par seconde;

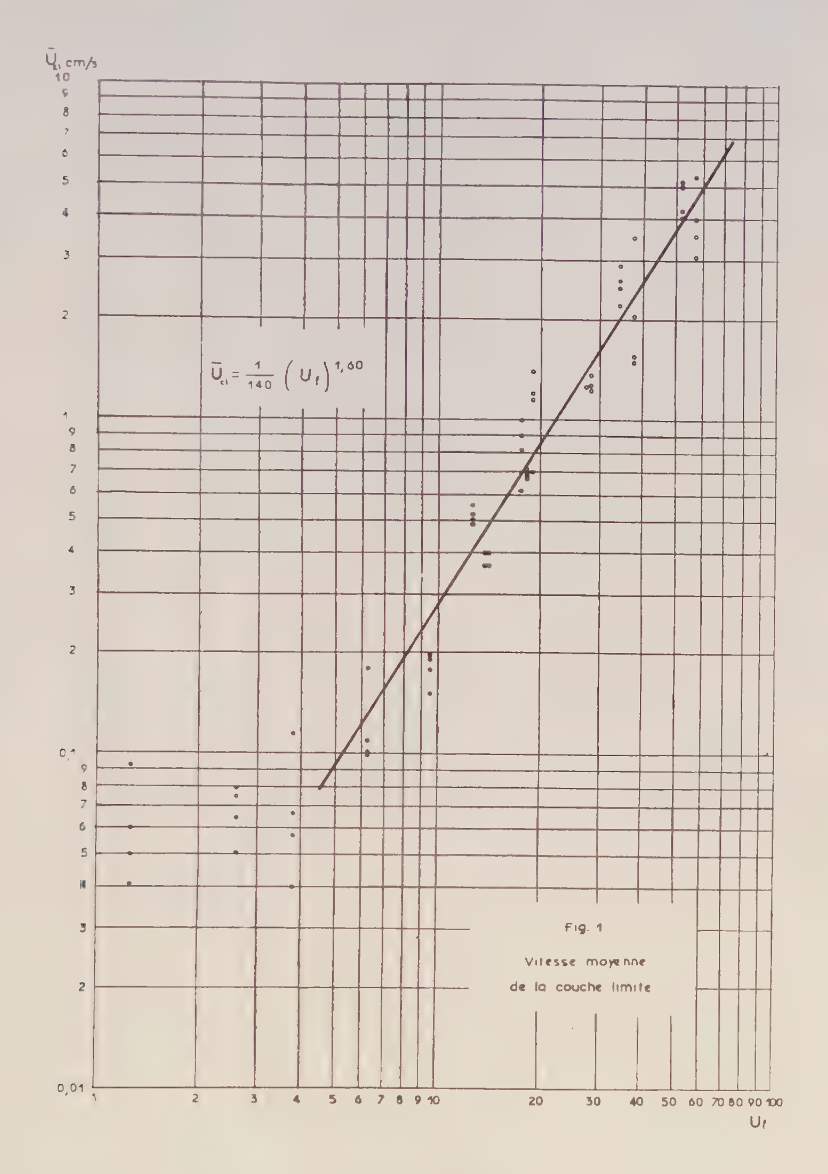


Fig. 1

4° Cette couche limite ainsi mise nettement en évidence par colorimétrie a une épaisseur variable périodiquement : on a l'impression que la couche colorée « respire », à la même fréquence que celle du mouvement du fluide sain;

5° On observe également, pour certaines caractéristiques des houles, des décollements de la couche limite, avec formation de cornes caractéristiques, au cours de la phase du mouvement correspondant à la décrois-

sance de la vitesse instantanée horizontale, de sens opposé à celui du sens de propagation des ondes.

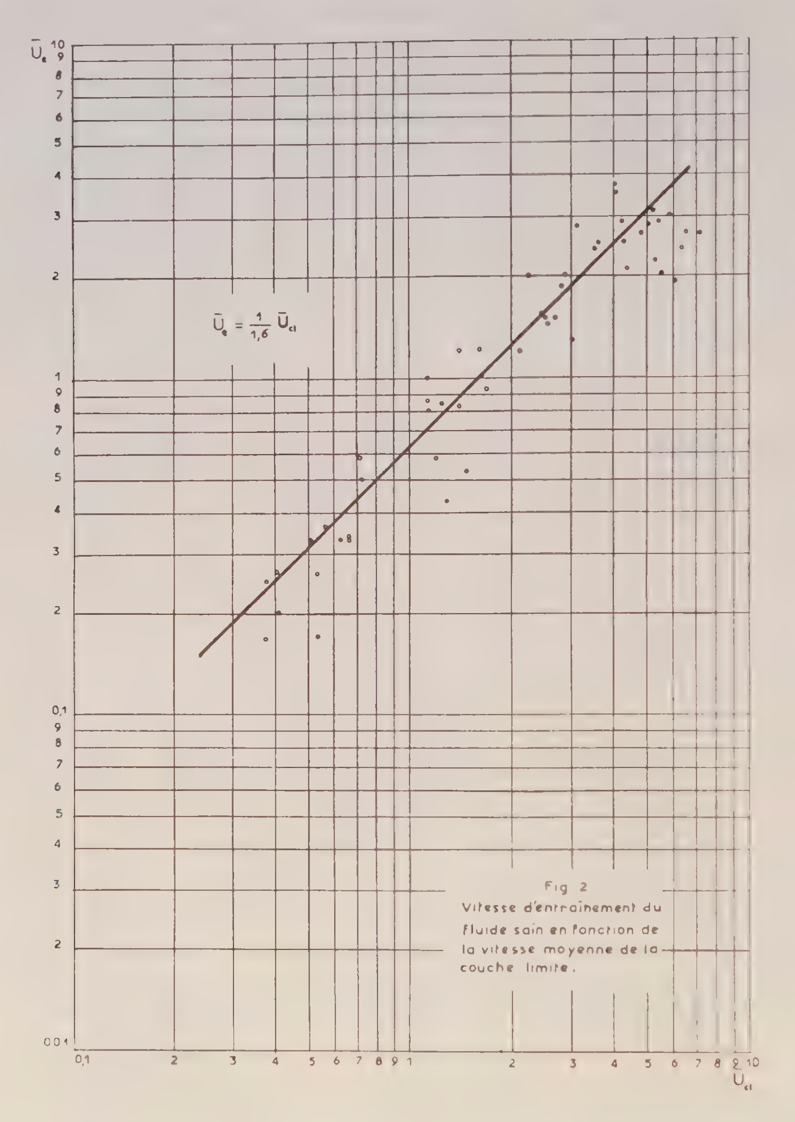


Fig 2
Vitesse d'entraînement du fluide sain en fonction de la vitesse moyenne de la couche limite.

2. *D'un point de vue théorique* il est possible d'expliquer qualitativement ces divers phénomènes. En effet, les mouvements considérés entraînent l'existence à la frontière de la couche limite :

— d'une part, d'un gradient de vitesse dans le temps $\partial u/\partial t$ et, par conséquent, d'un gradient de pression $\partial p/\partial x$ de la forme $k \cos(bt - ax)$;

— et, d'autre part, d'une double périodicité du mouvement dans le temps et dans l'espace qui introduit l'influence du gradient de vitesse verticale et du gradient de vitesse horizontale qui lui est lié (équation d'incompressibilité). Ce gradient de vitesse est de la forme $k' \sin(bt - ax)$.

L'influence de ces facteurs sur les caractéristiques de la couche limite varie au cours de la période du mouvement. Nous avons figuré sur la figure 3 la valeur de l'épaisseur δ de la couche limite et du profil des vitesses u/u_δ tel qu'on peut les prévoir en tenant compte qualitativement de l'effet de ces facteurs.

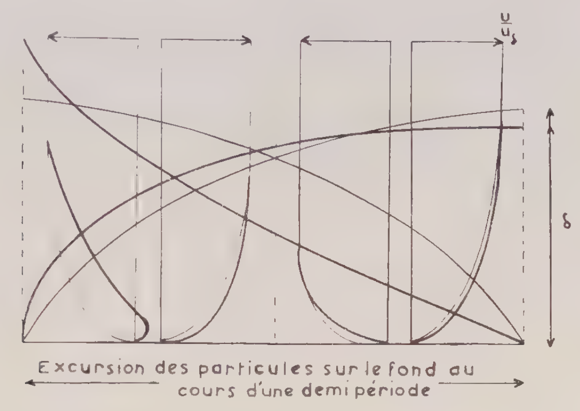


Fig. 3. — Épaisseur de la couche limite et profils des vitesses.

——— Cas de la plaque plane; ——— Cas des houles.

δ, épaisseur de la couche limite; $\frac{u}{u_\delta}$, profil des vitesses.

Au cours d'une période du mouvement progressif, on constate une dissymétrie, tant de l'épaisseur de la couche limite, δ, que du profil des vitesses, u/u_δ; il doit donc en résulter, sur une faible épaisseur, au maximum égale à la plus grande valeur de δ, un courant *moyen* du fluide dirigé dans le sens de propagation de la houle conformément à nos observations.

(*) Séance du 29 avril 1957.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *L'approximation du quatrième ordre dans le calcul numérique des systèmes de révolution.* Note (*) de M. **Émile Durand**, présentée par M. Louis de Broglie.

De nombreuses grandeurs physiques associées aux systèmes de révolution en équilibre, sont régies par une équation aux dérivées partielles du type

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial z^2}+\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{k}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right\}\psi(r, z)=f(r, z), \tag{1}$$

où r et z sont les coordonnées cylindriques d'un point du système; par exemple en électrostatique, on a $k=1$ pour le potentiel, $k=-1$ pour le flux et $k=0$ pour les systèmes plans.

Quand la fonction $f(r, z)$ est donnée, le plus souvent nulle, on peut trouver la solution de (1) pour des valeurs données de ψ sur les limites, par la méthode des itérations successives (1). Pour cela on remplace d'abord les dérivées qui se trouvent dans (1) par des différences finies; si l'on se limite aux termes du second ordre dans cette approximation on a des équations relativement simples que l'on trouve dans l'Ouvrage déjà cité de l'auteur. L'inconvénient de ces formules, c'est qu'elles exigent de nombreux points dans le quadrillage qui recouvre le domaine, ce qui diminue considérablement la convergence du processus et introduit des erreurs de proche en proche qui obligent à prendre un nombre prohibitif de chiffres significatifs supplémentaires dans les calculs.

Avec le développement des machines à calculer automatiques, travaillant d'après un programme fixé à l'avance, il n'est pas plus difficile d'opérer avec des formules plus complexes mais plus précises; ceci rend possible la diminution du nombre des points et supprime tous les inconvénients précédents. C'est pourquoi nous allons donner l'expression générale de l'équation (1) sous forme de différences finies, à l'approximation du quatrième ordre ([2]).

Commençons par développer $\psi(r, z)$ en série de Taylor au voisinage du point r_0, z_0 numéroté zéro sur la figure 1 *a* et jusqu'aux termes du quatrième ordre, soit

$$
\begin{aligned}
(2) \qquad \psi = {} & \psi_0 + \delta_z \psi_z^{(1)} + \delta_r \psi_r^{(1)} + \frac{\delta_z^2}{2} \psi_{z^2}^{(2)} + \delta_z \delta_r \psi_{zr}^{(2)} + \frac{\delta_r^2}{2} \psi_{r^2}^{(2)} \\
& - \frac{\delta_z^3}{6} \psi_{z^3}^{(3)} + \frac{\delta_z^2 \delta_r}{2} \psi_{z^2 r}^{(3)} + \frac{\delta_z \delta_r^2}{2} \psi_{z^2 r}^{(3)} + \frac{\delta_r^3}{6} \psi_{r^3}^{(3)} \\
& + \frac{\delta_z^4}{24} \psi_{z^4}^{(4)} + \frac{\delta_z^3 \delta_r}{6} \psi_{z^3 r}^{(0)} + \frac{\delta_z^2 \delta_r^2}{4} \psi_{z^2 r^2}^{(4)} + \frac{\delta_z \delta_r^3}{6} \psi_{z^3 r}^{(4)} + \frac{\delta_r^4}{24} \psi_{r^4}^{(4)}.
\end{aligned}
$$

en posant

$$\delta_z = z - z_0, \qquad \delta_r = r - r_0.$$

En écrivant (2) pour les huit points 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 (*fig.* 1 *a*) qui entourent le point 0, on a huit équations linéaires faisant intervenir les quatorze dérivées partielles $\psi_r^{(1)} \psi_z^{(1)}$, $\psi_{r^2}^{(2)} \psi_{rz}^{(2)} \psi_{z^2}^{(2)}$, $\psi_{r^3}^{(3)} \psi_{r^2 z}^{(3)} \psi_{rz^2}^{(3)} \psi_{z^3}^{(3)}$, $\psi_{r^4}^{(4)} \psi_{r^3 z}^{(4)} \psi_{r^2 z^2}^{(4)}$, $\psi_{rz^3}^{(4)}$, $\psi_{z^4}^{(4)}$.

On obtient six autres relations entre ces dérivées en dérivant (1), qui, avec ces notations s'écrit

$$(3) \qquad \psi_{z^2}^{(2)} + \psi_{r^2}^{(2)} + kr^{-1} \psi_r^{(1)} = f.$$

On a donc un système de 14 équations pour déterminer les quatorze inconnues que sont les dérivées partielles. Ce qui nous intéresse ici, c'est surtout le calcul des trois dérivées qui se trouvent dans (3).

Des huit premières équations du type (2) on tire directement $\psi_{rz^2}^{(3)}$ et $\psi_{r^2 z^2}^{(4)}$ soit

$$(4) \qquad 2h^3 \psi_{rz^2}^{(3)} = (2\psi_4 + \psi_5 + \psi_6) - (2\psi_2 + \psi_7 + \psi_8),$$

$$(5) \qquad h^4 \psi_{r^2 z^2}^{(4)} = (\psi_5 + \psi_6 + \psi_7 + \psi_8) - 2(\psi_1 + \psi_2 + \psi_3 + \psi_4) + 4\psi_0.$$

En dérivant (3) une fois et deux fois par rapport à r, on obtient

(6) $$\psi^{(3)}_{r^3} + kr^{-1}\psi^{(2)}_{r^2} - kr^{-2}\psi^{(1)}_{r} = \partial_r f - \psi^{(3)}_{rz^2},$$

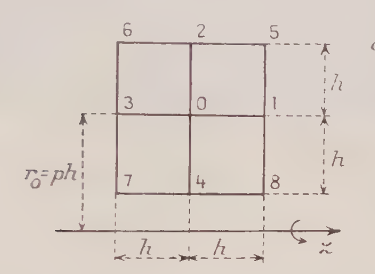
(7) $$\psi^{(4)}_{r^4} + kr^{-1}\psi^{(3)}_{r^3} - 2kr^{-2}\psi^{(2)}_{r^2} + 2kr^{-3}\psi^{(1)}_{r} = \partial^2_r f - \psi^{(4)}_{r^2z^2}.$$

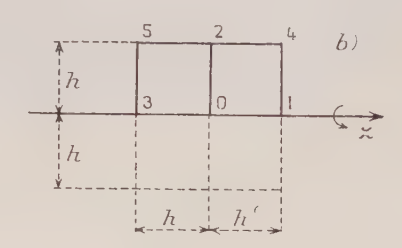
Des huit premières équations on tire aussi les deux relations

(8) $$h^3\psi^{(3)}_{r^3} + 6h\,\psi^{(1)}_{r} = 3(\psi_2 - \psi_4).$$

(9) $$h^4\psi^{(4)}_{r^4} + 12h^2\psi^{(2)}_{r^2} = 12(\psi_2 + \psi_4 - 2\psi_0).$$

Avec (6), (7), (8), (9), on a quatre équations pour déterminer les quatre inconnues $\psi^{(1)}_{r}$, $\psi^{(2)}_{r^2}$, $\psi^{(3)}_{r^3}$, $\psi^{(4)}_{r^4}$ et en particulier $\psi^{(1)}_{r}$ et $\psi^{(2)}_{r^2}$ qui nous intéressent.





De même en dérivant (3) deux fois par rapport à z, on obtient

(10) $$\psi^{(4)}_{z^4} = \partial^2_z f - kr^{-1}\psi^{(3)}_{rz^2} - \psi^{(4)}_{r^2z^2}$$

et en portant cette expression de $\psi^{(4)}_{z^4}$ dans la relation suivante que l'on tire des huit premières équations du type (2), soit

(11) $$h^4\psi^{(4)}_{z^4} + 12h^2\psi^{(2)}_{z^2} = 12(\psi_1 + \psi_3 - 2\psi_0),$$

on obtient la dérivée $\psi^{(2)}_{z^2}$.

En portant les expressions $\psi^{(1)}_{r}$, $\psi^{(2)}_{r^2}$, $\psi^{(2)}_{z^2}$ ainsi obtenues dans (3), on aboutit à l'expression cherchée

$$\begin{aligned}
120p[8p^2 + k(k+2)]\psi_0 = {} & 12p[16p^2 + k(k+6)](\psi_1 + \psi_3) \\
& - 2[96p^3 + 48kp^2 + 6k(3k+2)p + k(5k^2 + 10k + 8)]\psi_2 \\
& + 2[96p^3 - 48kp^2 + 6k(3k+2)p - k(5k^2 + 10k + 8)]\psi_4 \\
& + [48p_3 + 24kp^2 + 6k(k+2)p + k(k^2 + 8k + 4)](\psi_5 + \psi_6) \\
& [48p^3 - 24kp^2 + 6k(k+2)p - k(k^2 + 8k + 4)](\psi_7 + \psi_8) \\
& - 6p[12p^2 + k(k+4)]h^2 f - 8k[3p^2 + k + 1]h^3\partial_r f \\
& 4p[6p^2 + k(k+1)]h^4\partial^2_r f - 2p[12p^2 + k(k+4)]h^4\partial^2_z f.
\end{aligned}$$

Si $f = 0$, on voit que l'on a une expression du type

(13) $$a_0\psi_0 = \sum_{i=1}^{8} a_i\psi_i, \qquad \text{avec} \qquad \sum_{i=1}^{8} a_i = a_0.$$

Pour la fonction potentiel $V(r, z)$ en dehors des charges, on a $k = 1$ et les

coefficients a_i s'écrivent

$$(14)\quad \left\{\begin{array}{ll} a_0 = 120p(\ 8p^3+3), & a_2 = 2[96p^3+48p^2+30p+23], \\ a_1 = a_3 = \ \ 12p(16p^2+7), & a_4 = 2[96p^3-48p^2+30p-23], \\ \multicolumn{2}{c}{a_5 = a_6 = [48p^3+24p^2+18p+13],} \\ \multicolumn{2}{c}{a_7 = a_8 = [48p^3-24p^2+18p-13].} \end{array}\right.$$

Pour la fonction flux $F(r, z)$ on a $k = -1$ et les coefficients deviennent

$$(15)\quad \left\{\begin{array}{ll} b_0 = 40p(\ 8p^2-1), & b_2 = 2[32p^3-16p^2+2p-1], \\ b_1 = b_3 = \ \ 4p(16p^2-5), & b_4 = 2[32p^3+16p^2+2p+1], \\ \multicolumn{2}{c}{b_5 = b_6 = [16p^3-8p^2-2p+1],} \\ \multicolumn{2}{c}{b_6 = b_8 = [16p^3+8p^2-2p-1].} \end{array}\right.$$

La formule (13) n'est pas valable pour $p = 0$, c'est-à-dire pour un point sur l'axe de révolution. Il faut reprendre entièrement le calcul sur d'autres bases et l'on trouve (*fig.* 1 *b*)

$$(16)\qquad 58V_0 = 7(V_5+V_6)+5(V_1+V_3)+34V_2-12h^2f-h^4\partial_z^2 f-\frac{3}{2}h^4\partial_r^2 f.$$

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) *Voir* par exemple, E. Durand, *Électrostatique et Magnétostatique*, Masson, Paris, 1953.

(2) Une formule a été donnée par Shortley, Weller, Darby, Gamble (*J. Appl. Phys.*, 18, 1947, p. 116); mais elle ne fait intervenir que quatre points voisins du point considéré et aggrave plutôt qu'elle n'améliore la formule du second ordre. La formule que nous allons établir fait intervenir huit points voisins et apporte une amélioration considérable dans les résultats.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Remarques sur certaines corrections spectrales relativistes concernant les noyaux spatialement étendus.* Note (*) de M. **Théophile T. Vescan** et Mme **Georgette Ioniță-Bârsan**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les considérations relativistes classiques de Sommerfeld, Dirac et Darwin sur les lignes spectrales utilisent des modèles assez simples, des charges ponctuelles.

En supposant que le noyau $Z\varepsilon$ est une sphère électrisée, de rayon R et en rotation rapide (de vitesse $\vec{\omega}$), nous avons montré (1), que le mouvement d'une masse m_0 dans son champ est caractérisé par une métrique relativiste, donnée par

$$(1)\quad \begin{aligned} ds^2 \simeq c^2 \left\{ 1 - \left[\frac{Z}{r} + \frac{R}{2r^2} - \frac{R}{2(r^2-R^2)}\right]\lambda \right\} dt^2 + \frac{8Z\varepsilon^2R^2}{5m_0c^2r^3}(x\,dy - y\,dx)\,dt \\ - \left\{ 1 + \lambda\left[\frac{Z}{r} + R\left(\frac{1}{2r^2} - \frac{1}{2(r^2-R^2)}\right)\right]\right\}(dx^2+dy^2+dz^2); \qquad \text{avec} \quad \lambda = \frac{2\varepsilon^2}{m_0c^2}. \end{aligned}$$

Pour étudier le mouvement d'un électron ponctuel dans le champ, dont la

métrique est donnée par (1), nous pouvons écrire les extrémales, satisfaisant aux conditions $\delta\int ds = 0$ et l'on arrive ainsi à la constatation, que la force pondéromotrice, agissant entre la sphère conductrice en rotation et l'électron ponctuel est donnée par

$$(2)\qquad \vec{f} \cong m_0 A \left\{ \frac{Z}{r^2} + \left[\frac{1}{r^3} - \frac{r}{(r^2 - R^2)^2} \right] R \frac{\lambda c^2 \vec{r}}{r} + B\,\omega^2 \frac{Z\,\varepsilon^2 \vec{r} \times \vec{k}}{c^2 r^3} + C \frac{Z\,\varepsilon^2 \omega^2 \dot{r} . \vec{r} \times \vec{k}}{r^4} \right\},$$

A, B et C étant des coefficients numériques dont les valeurs approximatives et les dimensions, dans le système C. G. S. sont $1/2^2$ (sans dimensions); $8/5\ \mathrm{cm}^2.\mathrm{s}$, respectivement $3\ \mathrm{s}^3$.

En supposant, maintenant que l'hamiltonien du mouvement est donné par

$$(3)\qquad H = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right] - \frac{Z\,\varepsilon^2}{r} - \frac{\varepsilon^2 R}{2 r^2} + \frac{\varepsilon^2 R}{2(r^2 - R^2)} + \frac{1}{2}(I + J)\,\omega^2 = E$$

avec

$$\vec{S} = J\vec{\omega}, \qquad \vec{S} = \frac{2 Z \varepsilon}{3 R c}\mathfrak{M} \qquad \text{et} \qquad \vec{S} = \frac{2 Z^2 \varepsilon^2 R}{9 c^2}\vec{\omega};$$

$\vec{S}$ étant le moment cinétique total du noyau tournant, on peut écrire, aisément, les conditions de quantification de Sommerfeld-Wilson et l'on arrive ainsi, après un calcul assez pénible à l'expression suivante de l'énergie totale de l'atome considéré :

$$(4)\qquad E_{n,k,m} \cong -\frac{2\pi^2 m_0 Z^2 \varepsilon^4}{h^2 n^2} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{4 n^2} \left[1 + \frac{4 n'}{k} \right] \right.$$
$$\left. \frac{\alpha^4 Z^2}{8 n^2} \left[1 + \frac{6 n'}{k} + \frac{12 n'^2}{k^2} + \frac{2 n'^3}{k^3} \right] - \frac{2 \omega^2 R^2}{10 c^2} \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n^2} n'^2 \right] \right\};$$

n, *k*, *m* étant les nombres quantiques; $n' = n_r$, nombre quantique radial, les notations étant, en général, classiques.

Dans le cas de la raie H_α de l'hydrogène, cette formule, nous donne une distance des composantes du doublet de $0{,}3325\ \mathrm{cm}^{-1}$ (avec $\omega \cong c/R$), tandis que la formule de Sommerfeld, qui ne contient pas le terme complémentaire en ω^2, nous donne $0{,}3651\ \mathrm{cm}^{-1}$ et les observations bien connues de Fabry et Buisson $0{,}3060\ \mathrm{cm}^{-1}$. L'accord est donc meilleur, avec notre formule (4), qui n'utilise pas, cependant, directement, la théorie de Dirac. En même temps, la méthode est susceptible de la même critique que la théorie de Sommerfeld.

Mais rien n'empêche l'utilisation conséquente de la théorie de Dirac.

On sait, que le système des équations de Dirac

$$(5)\qquad \begin{Vmatrix} P_4 + m_0 c & 0 & P_3 & P_1 - iP_2 \\ 0 & P_4 + m_0 c & P_1 + iP_2 & -P_3 \\ P_3 & P_1 - iP_2 & P_4 - m_0 c & 0 \\ P_1 + iP_2 & -P_3 & 0 & P_4 - m_0 c \end{Vmatrix} . \begin{Vmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{Vmatrix} = 0,$$

où

$$P_j = \frac{\hbar}{j}\nabla_j + \frac{\varepsilon}{c}A_j \qquad (\text{avec } j = 1, 2, 3) \qquad \text{et} \qquad P_4 = -\frac{h}{ic}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\varepsilon}{c}V;$$

conduit, dans l'hypothèse $\vec{A} = 0$, à un système de solutions de la forme

$$(6) \qquad \Psi_k = C_k e^{-\frac{i}{\hbar}Et} e^{im_k\varphi} P_{l_k}^{|m_k|}(\cos\theta) R_k(r) \qquad (k = 1, 2, 3, 4).$$

Les fonctions R_k satisfont aux équations connues :

$$(7) \qquad \begin{cases} \left(C^2 + \dfrac{\varepsilon}{\hbar c}V\right)R_1 + R'_3 - \dfrac{l}{r}R_3 = 0 & (R_1 = R_2), \\ \left(D^2 - \dfrac{\varepsilon}{\hbar c}V\right)R_3 + R'_1 + \dfrac{l+2}{r}R_1 = 0 & (R_3 = R_4), \end{cases}$$

où

$$C^2, D^2 \equiv \pm\left[\frac{E}{c} \pm m_0 c\right]\frac{1}{\hbar},$$

avec les conditions

$$(8) \qquad \begin{cases} C_1 = C_2, \quad C_3 = C_4\dfrac{l+m+1}{m-1}, \quad j = l \pm \dfrac{1}{2} \quad \text{et} \quad |m| \leqq l; \\ l_1 = l+1, \quad l_2 = l+1, \quad l_3 = l, \quad l_4 = l; \\ m_1 = m, \quad m_2 = m+1, \quad m_3 = m, \quad m_4 = m+1. \end{cases}$$

En supposant que l'énergie potentielle est donnée par la formule

$$(9) \qquad W = -\varepsilon V = \frac{Z\varepsilon^2}{r} + \frac{\varepsilon^2 R}{2r^2} - \frac{\varepsilon^2 R}{2(r^2 - R^2)}$$

qui exprime (3), l'interaction électrostatique entre le noyau sphérique et la charge ponctuelle (compte tenu de l'influence électrique), on arrive, finalement, par la résolution approximative du système (7), suivant une méthode de K. I. Laticheva (4), à une correction spectrale

$$(10) \qquad \Delta\nu_{s,p} \sim \frac{\alpha\lambda}{Rl}\left([illegible] \frac{\beta_s + 1}{\beta_s(2\beta_s + 1)} - [illegible] \frac{\beta_p + 1}{\beta_p(2\beta_p + 1)}\right),$$

avec

$$\beta(\beta [illegible] 1) [illegible] \alpha^2 Z^2 [illegible] l^2 [illegible] 3l [illegible] 0;$$

qui exprime un déplacement du niveau $2^2S_{1/2}$ par rapport au niveau $2^2P_{1/2}$ de $0,17^{-2}\,\text{cm}^{-1}$, tandis que le déplacement entier est $3,2.10^{-2}\,\text{cm}^{-1}$. Ainsi, l'extension spatiale du noyau contribue, d'après les prévisions d'Ivanenko et Sokolov (5) d'une façon appréciable, au déplacement des niveaux de l'atome d'hydrogène, qui est explicable, naturellement, entièrement, seule à l'aide de l'électrodynamique quantique.

Nos remarques délimitent d'une façon plus précise la valabilité des considérations quantiques et relativistes classiques, sans avoir la prétention de substituer ces résultats à ceux de la théorie de Dirac pour la première remarque,

d'une part, et ceux de Schwinger et Feynman, d'autre part, en ce qui concerne surtout la seconde remarque, la validité de leurs théories devenant ainsi plus évidente.

(*) Séance du 24 avril 1957.

(1) T. T. Vescan, *Comm. Acad. R. P. R.*, 6, n° 2, 1956, p. 261.

(2) T. T. Vescan et G. Ioniţă, *Annales scientif. de l'Université de Jassy*, 1, 1re série, fasc. 1/2, 1955, p. 190.

(3) T. T. Vescan, El. Mihul et G. Ioniţă, *Studii şi cercetări ştiinţifice. S. mat. fiz. chim. techn. Iaşi*, 6, 1955, p. 226.

(4) *Anal. Rom. Sov. S. mat. fiz.*, 1954, fasc. 4, p. 116.

(5) *Kvantovaia teoria polia*, Moscou, 1952, 2, chap. IV, § 46, p. 450-453.

(*Chaire de physique théorique, Université de Jassy, Roumanie.*)

MÉTROLOGIE. — *Les propriétés régularisatrices de la pondération binomiale.* Note de M. **Pierre Vernotte**, présentée par M. Albert Pérard.

La méthode de régularisation d'un tracé expérimental antérieurement indiquée par l'auteur étant d'une utilisation souvent impossible, on obtient, en pondérant par les coefficients du binome l'ordonnée à régulariser et celles qui l'encadrent, un résultat plus aisé, presque aussi parfait et plus général.

Nous avons insisté (1) sur l'absolue nécessité de n'exploiter l'expérience qu'à partir de ses données brutes, la régularisation des points introduisant un élément subjectif tendancieux : on n'a donc pas à lisser par principe les courbes expérimentales ; c'est le résultat final seul qui doit être régularisé (à partir de l'ensemble des données) parce que cela ne peut plus entraîner de conséquence dangereuse. Il n'en demeure pas moins que l'aberration des données brutes peut être telle, par exemple lors du calcul de la dérivée expérimentale (2), que toute exploitation serait impossible sans de premières retouches. Et quand il s'agit de phénomènes encore peu connus, il ne peut être question — une théorie interprétative faisant encore défaut — d'expliciter une loi ou des paramètres doués de signification physique, et tout ce qu'on peut faire alors, c'est de préciser, de façon non artificielle, le tracé de la courbe expérimentale. En tout état de cause, quelque retouche qu'on ait à faire, une procédure quelconque ne serait pas raisonnable, et l'appareil enregistreur, malgré ses avantages, ne résout pas la question lui non plus parce que, outre la déformation qu'il fait subir de par ses propriétés caractéristiques, il introduit par lui-même une sorte de dirigisme.

Le problème du lissage, qu'il ne faut pas confondre, par principe, avec celui de l'exploitation des données (détermination la plus sûre possible d'un caractère de la courbe expérimentale ayant une interprétation précise), se pose donc. On est tenté de le résoudre en remplaçant chaque donnée

brute (au point expérimental M) par une combinaison linéaire d'ordonnées voisines, mais cela, comme nous l'avons montré ([3]), du fait que l'opération entraîne une déformation systématique proportionnelle à la courbure, introduit dans le résultat une ondulation artificielle que sa lenteur pourrait faire croire objective.

Dans une Note précédente ([4]) nous avons indiqué (les ordonnées sont supposées équidistantes) une combinaison linéaire ne présentant pas cet inconvénient car, respectant parfaitement la forme de la courbe expérimentale autour de M, elle est insensible à tout effet de courbure. Mais cette perfection peut n'être que théorique, à cause de la pauvreté toujours trop grande du document expérimental [qui rend irrémédiable la dispersion des points ([2])]. La base du calcul est en effet la détermination d'un arc du second degré par lequel on stylise un tronçon de la courbe expérimentale, et cela exige la détermination locale, dissimulée mais effective, de trois coefficients, opération peu sûre.

Aussi revenons-nous à la méthode de la « pondération binomiale » que nous avions recommandée ([5]) pour la solution du problème, mathématiquement voisin, de la détermination rapide d'une limite malgré de persistantes oscillations d'amplitude notable. Elle consiste à pondérer symétriquement les ordonnées voisines par les coefficients du binome C_p^i; il y a n points intéressés. Pratiquement, cela revient à former le tableau de sommation successive en s'arrêtant aux sommes d'ordre p, et divisant par 2^p les éléments de la $p^{\text{ième}}$ colonne ($p \ll n$). La raison profonde de l'efficacité de cette pondération ([6]) est que, par la sommation, la partie régulière de la donnée est considérablement exaltée, tandis que les valeurs absolues des constituants alternés supposés représenter la partie irrégulière apparaissent seulement par leurs différences successives. (Si l'irrégularité est plus profonde et tient à l'influence d'oscillations d'amplitude notable et de fréquence moins grande, la pondération joue effectivement beaucoup moins bien.)

L'ordonnée régularisée ainsi calculée (très facilement) est légèrement incorrecte parce que la méthode est légèrement sensible à l'erreur due à la courbure dont nous parlions plus haut; mais, cette fois, l'erreur tend rapidement vers zéro quand augmente l'ordre p; et cela tient à ce que sont prises surtout en considération les ordonnées les plus voisines de celles du point M. Les sommes d'ordre p ne sont plus qu'au nombre de $n - p$. Si la pondération a été efficace, elles sont d'allure régulière et une extrapolation, alors possible et efficace par les formules de la théorie des différences, permet de reconstituer les p données manquantes.

Une oscillation présente dans la donnée est considérablement amortie si sa période est faible (cas de celles qui représentent l'erreur accidentelle), et très modérément amortie si sa période est moyenne. Ces propriétés théo-

riques permettent de mettre en évidence une oscillation existant naturellement dans la donnée et pratiquement dissimulée par les erreurs accidentelles : lorsqu'on augmente progressivement l'ordre p de sommation, on voit nettement se détacher une perturbation d'amplitude lentement décroissante mais de période constante.

C'est ainsi que, calculant des expériences préliminaires (souvent les plus instructives) effectuées au Bureau International des Poids et Mesures en vue de la détermination de g par l'accélération de la chute d'une règle dans le vide (le vide était alors insuffisant), nous avons vu apparaître, dans les pondérées d'ordre 5, bien régularisées, une fine oscillation gardant encore les mêmes caractères dans les pondérées d'ordre 11, oscillation due à l'instabilité du mouvement de chute, attribuable, selon les lois de l'aérodynamique, à la persistance d'une résistance de l'air.

(1) *Cf.*, par exemple, *Publ. Scient. Techn. Min. Air* (*P. S. T.*), n° **319**, 2e partie, chap. VII, § A.
(2) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1966.
(3) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1866.
(4) *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1697.
(5) *P. S. T.*, n° **238**, § 7, 1.
(6) *P. S. T.*, n° **319**, 2e partie, chap. III, § C.

MAGNÉTISME. — *Surstructures d'orientation dans les alliages fer-nickel.*

Note (*) de M. **Eric Tapley Ferguson**, transmise par M. Louis Néel.

L'anisotropie uniaxiale induite dans les alliages fer-nickel par un recuit dans un champ magnétique a été déterminée en fonction de la composition de l'alliage, de la température et de la durée du recuit.

L'apparition d'une anisotropie uniaxiale dans les alliages binaires ferromagnétiques recuits dans un champ magnétique a été expliquée par L. Néel (1) et S. Taniguchi (2) en supposant que l'énergie d'une liaison entre deux atomes proches voisins dépend de l'angle entre la direction de la liaison et l'aimantation. Pendant le recuit, les atomes se redistribuent sur le réseau, et les différentes espèces de liaisons prennent des distributions anisotropes. Cette « surstructure d'orientation » peut être conservée en faux équilibre à la température ambiante par une trempe.

Nous avons étudié des alliages Fe-Ni contenant 20, 30, 40 et 50 % en poids de Fe, avec addition de 0,5 % de Mn. Les échantillons polycristallins avaient une structure initiale presque isotrope. Le traitement comprend : 1° un chauffage préalable au-dessus du point de Curie T_c, pour effacer le traitement précédent. 2° Un recuit pendant une durée t à une température T, maintenue à 1° C près, l'échantillon étant saturé par un champ magnétique. 3° une

trempe brutale d'environ 30° C par seconde, en maintenant le champ. Pour éliminer l'influence de l'anisotropie magnétocristalline résiduelle, on fait deux traitements successifs en saturant l'échantillon dans deux directions perpendiculaires, et on mesure chaque fois l'anisotropie à température ambiante au moyen d'une balance de torsion. Par différence, on obtient $E(T, t)$, l'énergie d'anisotropie uniaxiale produite par un seul traitement. Les méthodes de mesure ont été développées par C. Weddigen [3], [4].

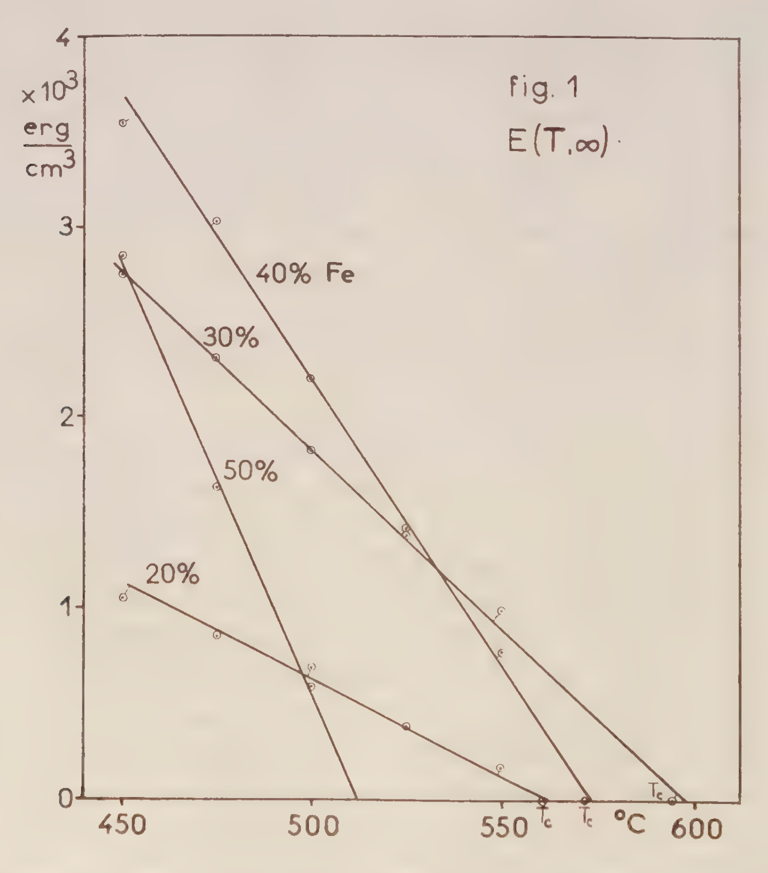
Pour chaque alliage, les résultats sont bien représentés par

$$E(T, t) = E(T, \infty)\left\{1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right\},$$

où la constante de temps τ est donnée par

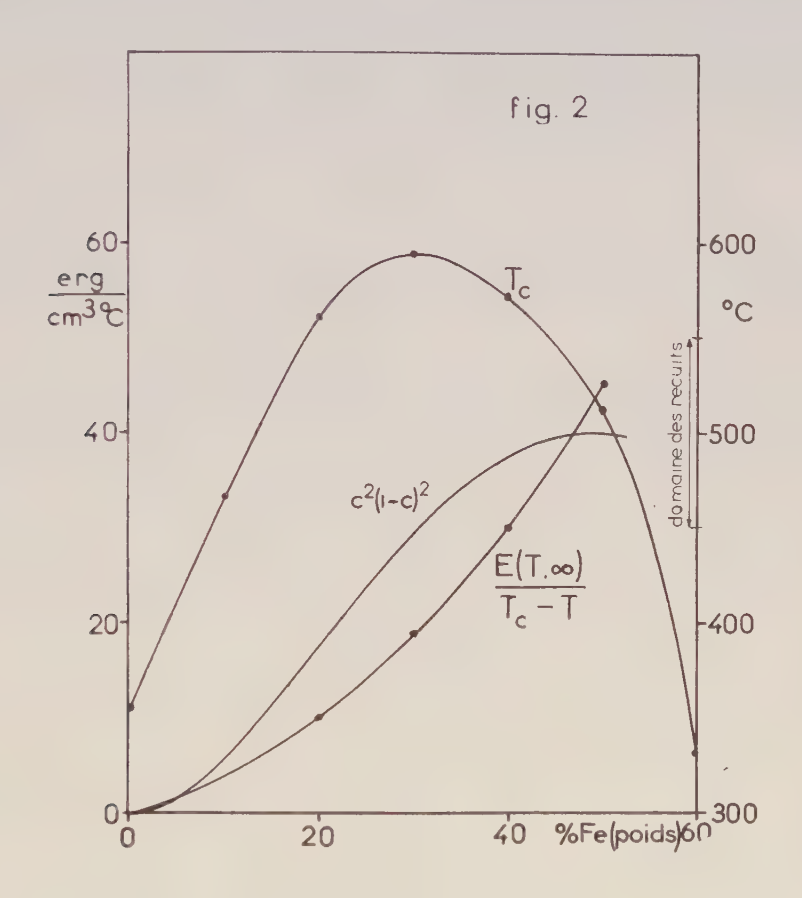
$$\tau = A \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right).$$

Pour tous les alliages étudiés les valeurs de T_0, correspondant à l'énergie d'activation, sont voisines de 35 000° K ; τ est de l'ordre de 30 s à 550° C et de 10 000 s à 450° C.



Sur la figure 1, on voit que, pour chaque alliage, $E(T, \infty)$ est proportionnel à $(T_c - T)$. Ce résultat est en accord avec la théorie qui prévoit

notamment que l'anisotropie est proportionnelle à $T^{-1} J_s^2$ (²) ou à $\lambda_s T^{-1}$ (¹). D'ailleurs, les mesures récentes à haute température (⁴), (⁵), (⁶) ont montré que la magnétostriction à saturation λ_s est à peu près proportionnelle à J_s^2 ou à $(T_c - T)$. Le domaine des mesures est trop étroit pour vérifier l'influence du facteur T^{-1}.



Sur la figure 2 sont portées les valeurs de $E(T, \infty)/(T_c - T)$, en fonction de la concentration. La théorie de Néel (¹) prévoit une variation proportionnelle à $c^2(1 - c^2)$, où c est la concentration *atomique* en fer. L'écart entre les valeurs mesurées et cette courbe montre que les autres facteurs intervenant dans cette théorie — les variations de λ_s et des constantes élastiques avec c, et la non-idéalité de la solution solide — ont une influence non négligeable.

Une formation d'une phase ordonnée $FeNi_3$ se traduirait par un abaissement de l'anisotropie induite. On n'en retrouve aucune trace, car la plus basse température de traitement, 450° C, était encore trop haute pour permettre sa formation dans les alliages utilisés. L'explication donnée par Kaya (⁷) pour l'anisotropie magnétique induite — la formation de régions allongées de phase ordonnée — ne peut donc s'appliquer à ces alliages.

(*) Séance du 24 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1468 et 1613; *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 225-239.

(2) *Sc. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ*,, A 7, 1955, p. 269-281.

(3) *Dipl. Études Sup.*, Grenoble, mai 1955.

(4) J. C. Barbier et C. Weddigen, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 19 S-20 S.

(5) D. I. Volkov, V. I. Chechernikov et V. B. Cejtlin, *Vest. moskov. Univ.*, Ser. Fiz-mat. estestv., Nauk, n° 2, 1956, p. 21-28.

(6) D. I. Volkov et V. I. Chechernikov, *Zh. eksper. teor. Fiz. S.S.S.R.*, 27, 1954, p. 208-214.

(7) Kaya, *Rev. Mod. Phys.*, 25, 1953, p. 49-55.

(Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.)

ÉLECTRONIQUE. — *Sur les fluctuations dans les photomultiplicateurs électroniques.* Note (*) de M. **Paul Moatti**, transmise par M. Francis Perrin.

On étudie quelques problèmes de fluctuations dans les photomultiplicateurs en tenant compte d'une captation incomplète des électrons aux différents étages. On calcule diverses valeurs numériques relatives à l'émission secondaire à partir des résultats portant sur les fluctuations de sortie d'un photomultiplicateur.

Dans une Note précédente (1), à laquelle je renvoie pour les notations, j'ai relié les propriétés statistiques de l'émission secondaire aux fluctuations du nombre d'électrons constituant l'impulsion de sortie d'un photomultiplicateur, associée à un photoélectron unique ou à un nombre aléatoire de photoélectrons suivant la loi de Poisson. Je complète cette étude en supposant que certains électrons ne sont pas captés par les différentes dynodes, et donne quelques résultats numériques.

1° *Cas d'un photoélectron unique. Influence des pertes de transfert des électrons secondaires :* Je suppose que chaque électron émis par la dynode D_j ($j=1, 2, \ldots K$) a une probabilité η d'être capté par D_{j+1} (ou par l'anode pour $j=K$), tous les phénomènes de captation étant indépendants et indépendants des processus d'émission secondaire. J'appelle η rendement de transfert et $\mathcal{C}$ une variable aléatoire valant 0 avec une probabilité $1-\eta$ et 1 avec une probabilité η. Soient $U_1(u)$ et $\mathfrak{U}(u)$ les secondes fonctions caractéristiques modifiées (1) respectivement relatives au nombre n_1 d'électrons secondaires produits par un électron primaire sur une dynode quelconque et à la variable $\mathcal{C}$ liée au processus de captation d'un électron. Je désigne par $U'_1(u)$ la fonction relative au nombre n'_1 d'électrons issus d'un seul électron primaire après une multiplication suivie de captation incomplète. On a :

$$U'_1(u) = U_1[\mathfrak{U}(u)] \tag{1}$$

$U_1(u)$ a la même signification que dans (1) et :

$$\mathfrak{U}(u) = -i\,\mathrm{Log}(\eta\, e^{iu} + 1 - \eta). \tag{2}$$

L'expression de $U'_K(u)$ liée au nombre d'électrons n'_K captés par l'anode, compte tenu des pertes, est analogue à celle donnée dans [1] :

$$U'_K(u) = U'_1\{U'_1[\ldots U'_1(u)]\} \quad \text{où} \quad U'_1 \text{ agit K fois.} \tag{3}$$

Si on affecte du signe « prime » tous les symboles associés aux phénomènes réels, c'est-à-dire à la multiplication *avec pertes*, les relations (4) à (7) de [1] où nous avions négligé les pertes restent encore valables à condition d'affecter du signe « prime » tous les symboles qui y figurent. Il reste à relier les semi-invariants $\mu_1'^{(q)}$ relatifs à n'_1 aux semi-invariants $\mu_1^{(q)}$ relatifs à n_1. On trouve :

$$\mu_1'^{(1)} = \eta\mu_1^{(1)}, \tag{4}$$

$$\mu_1'^{(2)} = \eta(1-\eta)\,\mu_1^{(1)} + \eta^2\mu_1^{(2)}, \tag{5}$$

$$\mu_1'^{(3)} = \eta(1-\eta)(1-2\eta)\,\mu_1^{(1)} + 3\eta^2(1-\eta)\,\mu_1^{(2)} + \eta^3\mu_1^{(3)}, \tag{6}$$

$$\mu_1'^{(4)} = \eta(1-\eta)(1-6\eta+6\eta^2)\,\mu_1^{(1)} + \eta^2(1-\eta)(7-11\eta)\,\mu_1^{(2)} + 6\eta^3(1-\eta)\,\mu_1^{(3)} + \eta^4\mu_1^{(4)}. \tag{7}$$

II. *Cas d'un paquet de photoélectrons en nombre δ aléatoire soumis à la loi de Poisson.* — Posons : $E[\delta] = \theta$. Je conserve les notations du cas I et j'utilise des symboles soulignés pour le cas actuel. J'introduis un rendement η_p pour la captation des photoélectrons par D_1. On a maintenant :

$$\underline{U'_K(u)} = -i\eta_p\theta\{E[e^{iun'_K}] - 1\} \tag{8}$$

et

$$\underline{\mu_K'^{(q)}} = \eta_p\theta E[n_K'^{q}]. \tag{9}$$

III. *Moments relatifs à l'émission secondaire déduits des fluctuations de sortie.* — Partons de la distribution expérimentale des valeurs V des impulsions de tension enregistrées *à la sortie du photomultiplicateur* et correspondant chacune à un seul photoélectron. Soit $\overline{V}$ leur valeur moyenne. Introduisons une hauteur réduite $\rho = (V/\overline{V})$ [2]. Soit α_s le nombre d'impulsions observées à la sortie, et $\alpha_s F(\rho)$ le nombre d'impulsions de hauteur supérieure à ρ; la densité de probabilité de ρ est $-(dF/d\rho)$. $F(\rho)$ étant fourni par l'expérience, on peut calculer les semi-invariants relatifs à $\rho = n_K/G$ (G, gain moyen). A partir d'eux et par les relations (4) à (7) de [1], on obtient les semi-invariants $\mu_1^{(2)}$, $\mu_1^{(3)}$, $\mu_1^{(4)}$ relatifs à l'émission secondaire en fonction du premier $\mu_1^{(1)}$ qui est égal à $\sqrt[K]{G}$, donc lui aussi fourni par l'expérience.

J'ai appliqué cette méthode aux résultats expérimentaux indiqués par Morton [2]. Ceux-ci se laissent bien représenter par :

$$F(\rho) = (2\rho+1)\,e^{-2\rho} \quad \text{et} \quad \mu_1^{(1)} = 4, \tag{10}$$

Voici, sous diverses hypothèses, les valeurs numériques obtenues pour les moments m_1, m_2, m_3, m_4 de l'émission secondaire.

1° En négligeant les pertes de captation, on trouve

(11) $m_1 = 4, \quad m_2 = 22, \quad m_3 = 157, \quad m_4 = 1385,$

2° Avec un rendement de transfert $\eta = 1 - \varepsilon$ (ε petit) on a

(12) $m_1 = 4 + 4\varepsilon, \quad m_2 = 22 + 40\varepsilon; \quad m_3 = 157 + 410\varepsilon; \quad m_4 = 1385 + 4700\varepsilon.$

3° On peut enfin envisager de perfectionner ces résultats par la correction suivante : soit α_p le nombre de photoélectrons captés par D_1. On a $\alpha_p > \alpha_s$; la différence représente tous les photoélectrons captés par D_1 qui ne donnent aucune impulsion de sortie (pertes ou possibilité dans l'émission secondaire qu'un électron primaire ne donne aucun électron secondaire). Il faut tenir compte de ces « impulsions de valeur nulle ». Posons $p_0 = (\alpha_p - \alpha_s)/\alpha_p$. Pour p_0 petit, on obtient

(13) $$\begin{cases} m_1 = 4 + 4\varepsilon; \quad m_2 = 22 + 18\,p_0 + 40\varepsilon; \quad m_3 = 157 + 250\,p_0 + 410\varepsilon; \\ m_4 = 1385 + 3300\,p_0 + 4700\varepsilon. \end{cases}$$

Une loi de Poisson de moyenne $4 + 4\varepsilon$ donnerait

(14) $m_2 = 20 + 36\varepsilon, \quad m_3 = 116 + 290\varepsilon, \quad m_4 = 756 + 2400\varepsilon.$

Ces résultats confirment les écarts à la loi de Poisson déjà mentionnés.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) P. Moatti, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1742.

(2) G. A. Morton, *R. C. A. Rev.*, déc. 1949, p. 525-553.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Microscopie interférentielle et mesure de la différence de phase introduite par une lame en optique électronique.* Note (*) de MM. **Jean Faget** et **Charles Fert**, présentée par M. Gaston Dupouy.

En disposant un objet dans le plan focal objet de l'objectif du montage interférométrique décrit dans une précédente Communication, on peut obtenir, en excitant le fil du biprisme, la superposition de deux régions distinctes de l'image. Dans cette zone commune, les sinuosités et les décalages des franges d'interférence traduisent les variations d'épaisseur optique de l'objet.

Dans une précédente Communication (1), nous avons décrit quelques expériences d'interférences et de diffraction électroniques.

Nous avons montré, en particulier, que pour une différence de potentiel accélératrice de 50 à 70 kV, autorisée par l'emploi de lentilles magnétiques, la cohérence du faisceau n'est pas détruite par la traversée d'une lame matérielle suffisamment mince.

En outre, notre montage est *stigmatique* : il comprend des lentilles de révolution, stigmatiques dans l'approximation de Gauss, et une lentille

quadrupolaire disposée avant l'écran d'observation; celle-ci travaille avec des faisceaux suffisamment étroits pour être considérée comme stigmatique.

Cette caractéristique nous a permis de réaliser, avec des électrons, les premières expériences de microscopie interférentielle, et de mesurer la différence de marche introduite par une lame, avant même de construire un interféromètre à faisceaux séparés.

Nous décrivons cette nouvelle méthode d'observation et de mesure, en réservant quelques remarques et certaines valeurs numériques pour un exposé plus détaillé.

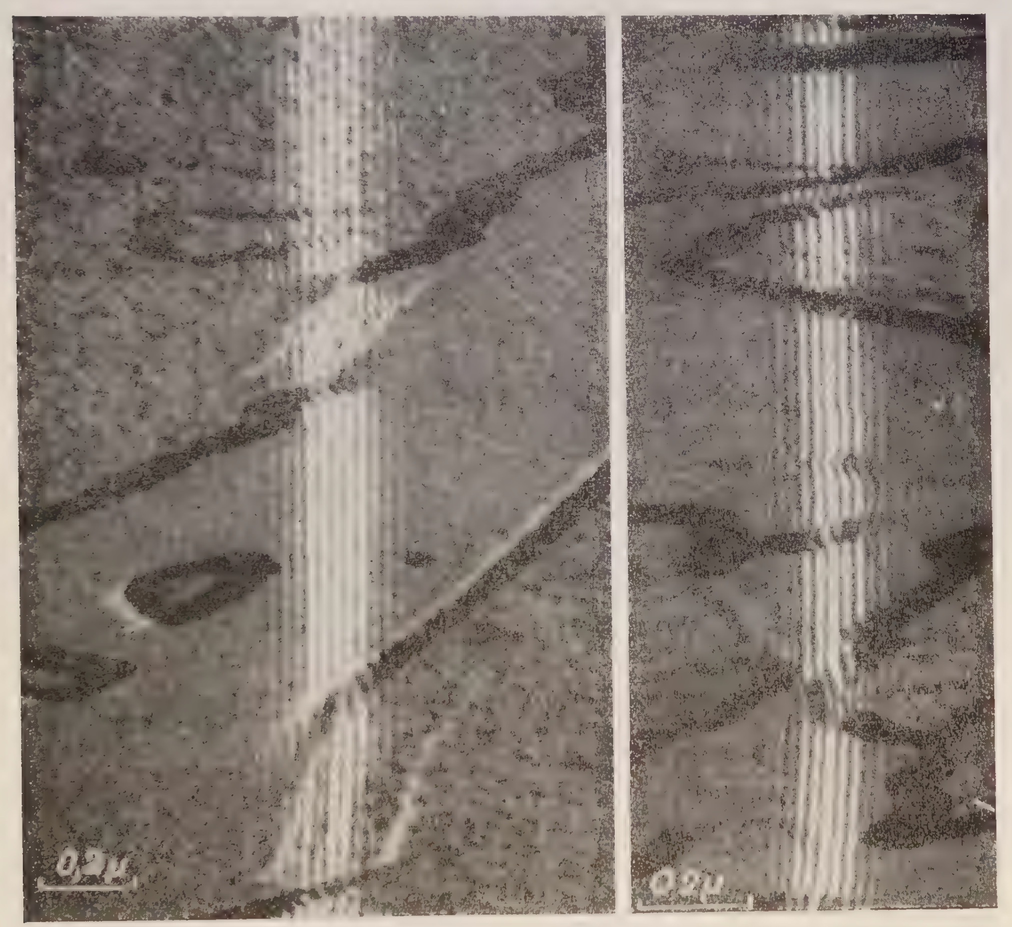


Fig. 1. Fig. 2.

1. *Microscopie électronique interférentielle.* — Réalisons le montage d'observation des franges du biprisme : une fente fine ($\simeq 5\ \mu$) est disposée dans le condenseur. L'objectif en donne une image réduite dans son plan focal image. Le fil du biprisme étant disposé parallèlement à l'image de la fente, quelques centimètres plus bas, il se forme, dans le plan focal

objet du projecteur, une figure de diffraction (fil non excité) qui est agrandie par le projecteur et, éventuellement, par la lentille quadrupolaire.

Disposons maintenant un objet dans le plan focal objet de l'objectif (un film mince d'épaisseur uniforme, ou une empreinte). L'objectif en donne une image dans le plan focal objet du projecteur, image reprise et agrandie dans les mêmes conditions que la figure de diffraction du fil, qui barre l'image (*fig.* 3).

Portons le fil à un potentiel positif. L'action du *biprisme* se traduit par une translation vers la gauche de la partie de l'image située à droite du fil, vers la droite de la partie de l'image située à gauche du fil. Dans la zone commune (étalée par diffraction), on aperçoit les franges du biprisme. Mais, en chaque point, l'ordre d'interférence est défini par la différence de marche géométrique due à l'action du biprisme, *à laquelle vient s'ajouter la différence d'épaisseur optique des deux points correspondants de l'objet.* Il en résulte, si la lame objet n'est pas uniforme, des franges sinueuses dont les écarts à la frange moyenne (mesurés en interfrange) représentent les variations de la différence d'épaisseur optique (mesurée en longueur d'onde) entre les deux points de la lame.




Fig. 3.



Fig. 4.

On a ainsi obtenu, dans cette zone commune, une image en microscopie électronique interférentielle. Si l'une des deux régions superposées est homogène, les sinuosités des franges représentent les variations d'épaisseur optique de l'autre région.

Les figures 1 et 2 montrent, obtenues dans ces conditions l'image d'une empreinte de carbone sur un échantillon de fonte blanche. On notera le décalage des franges lorsqu'il y a une brusque variation d'épaisseur de la lame, dans l'une des zones (²).

2. *Mesure de la différence de marche introduite par une lame.* — Prenons pour objet une lame mince, que nous supposons percée de trous ou déchirée par endroits. Raisonnons sur l'exemple d'un trou (*fig.* 3 et 4). Il est disposé de manière à obtenir la figure 3. En excitant le fil, les franges d'interférence apparaissent, comme précédemment, dans la zone commune. Mais celle-ci comprend des régions correspondant au trou pour les deux images superposées, des régions correspondant à la lame pour une image, au trou pour l'autre, et des régions correspondant à la lame pour les deux images. A la limite de séparation de deux régions, le décalage de la frange, mesurée en interfrange, est égal à la différence de marche introduite par une des lames, mesurée en longueur d'onde. (On peut utiliser dans le même but le bord d'une déchirure non parallèle au fil.)

Les franges sont bien visibles sur l'écran fluorescent. Cela permet, par exemple, de suivre (et de photographier à différents stades) la contamination de la lame par l'augmentation progressive du décalage qu'elle produit. Une lame fine de carbone en $\lambda/5$ au début de l'observation devient, dans des conditions expérimentales particulières, une lame d'onde en quelques dizaines de secondes.

(*) Séance du 24 avril 1957.

(¹) J. Faget et C. Fert, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2028. On se reportera à cette Note pour le schéma du montage.

(²) On notera aussi le contraste excellent de l'empreinte de carbone, malgré l'absence d'un diaphragme de contraste dans l'objectif. Il est possible que ce contraste soit lié à l'éclairage cohérent de l'objet.

OPTIQUE. — *Étude théorique de la variation, en fonction de l'aire de mesure, du coefficient de Selwyn, défini à propos de la granularité des films photographiques.* Note (*) de MM. **Pierre Faure** et **Michel Savelli**, présentée par M. Louis de Broglie.

On étudie théoriquement la loi de variation du coefficient de Selwyn en fonction de l'aire du spot explorateur et on la relie à des propriétés statistiques intrinsèques de la transparence des films photographiques. On explicite complètement cette loi dans le cas d'un modèle théorique particulier représentant les propriétés statistiques de la transparence de tels films.

1. Introduction. — Nous nous proposons de discuter la validité de la loi de Selwyn (¹) sur les propriétés statistiques des films photographiques uniformément impressionnés. Soit $T(M)$ la transparence aléatoire du film au point M.

Pour étudier expérimentalement $T(M)$, on éclaire le film sur une petite aire circulaire $\mathcal{A}$ de rayon a. Supposons l'intensité incidente $I(N)$ constante dans $\mathcal{A}$ (égale à I_0) et nulle hors de $\mathcal{A}$. Soit $\Phi(M)$ le flux transmis lorsque $\mathcal{A}$ est centré sur M; $\Phi(M)$ est la moyenne de T sur $\mathcal{A}$. Nous supposons $T(M)$ et $\Phi(M)$ stationnaires et isotropes (2). Soient $\overline{T}$ et $\overline{\Phi}$ leurs espérances mathématiques, Γ et C les fonctions de corrélation de $T - \overline{T}$ et $\Phi - \overline{\Phi}$. D'après la loi de Selwyn, les écarts relatifs $(\Phi - \overline{\Phi})/\overline{\Phi}$ sont gaussiens, l'écart type étant inversement proportionnel à $[\pi a^2]^{1/2}$. Le coefficient de Selwyn $G = [\pi a^2]^{1/2}[C(0)]^{1/2}/\overline{\Phi}$ devrait donc être constant si a varie. Nous laissons de côté le caractère gaussien qui s'introduit de façon très générale pour l'intégrale d'une fonction aléatoire sur un domaine très supérieur au « domaine de corrélation » de cette fonction et nous étudierons la liaison entre l'écart type et a. Depuis l'énoncé de la « loi de Selwyn », de nombreux auteurs (3) ont cherché à la vérifier expérimentalement; certains ont mis en évidence des écarts importants, surtout pour les faibles valeurs de a. P. Felgett (4) a donné la raison de ces écarts. Nous allons ici étudier la variation du coefficient de Selwyn G en fonction de a et la rattacher quantitativement aux propriétés du spectre de la transparence des films.

2. Étude des écarts a la loi de Selwyn. — Soit $A(\vec{\Omega})$ la densité spectrale de $T(M)$ ($\vec{\Omega}$, fréquence spatiale). On établit

$$G^2 = \frac{2}{(\overline{T})^2}\int_0^\infty \gamma(k, a)\,\Gamma(k)\,k\,dk, \tag{1}$$

$I_0^2 a^2 \gamma(k, a)$ étant le produit de composition de $I(N)$ par lui-même, donc

$$\gamma(k, a) = \begin{cases} \pi - 2\left\{\arc\sin\dfrac{k}{2a} + \dfrac{k}{2a}\sqrt{1 - \dfrac{k^2}{4a^2}}\right\} & \text{avec}\quad k = \left|\vec{N}_1 - \vec{N}_2\right| \leq 2a \\ 0 \quad \text{pour} \quad k > 2a. \end{cases}$$

a. Si le domaine de corrélation de T *est très petit devant les dimensions de* $\mathcal{A}$, G^2 est égal à $A(0)/(\overline{T})^2$. Plus précisément et sous réserve de l'existence des grandeurs introduites, on a le développement limité en $1/a$:

$$G^2 = \frac{1}{(T)^2}\left\{A(0) + \frac{M}{a}\right\} \qquad \text{où} \quad M = \frac{1}{\pi^2}\int_0^\infty \frac{A'(\rho)}{\rho}\,d\rho \tag{2}$$

avec $\rho = \left|\vec{\Omega}\right|$. [L'intégrale existe sûrement si $\Gamma(k)$ décroît plus vite que k^{-3}]. La loi de Selwyn se présente comme une loi limite valable pour les grandes valeurs de a. Si pour deux films $\mathcal{F}_1$ et $\mathcal{F}_2$ de même $\overline{T}$ on a $\Gamma(k) = \Gamma'(k/\varepsilon)$, la fonction Γ' (nulle pour $k \geq \varepsilon$) étant la même pour $\mathcal{F}_1$ et $\mathcal{F}_2$ et les ε différents, les coefficients G_1 et G_2 de Selwyn (correspondant à $a \to \infty$) de $\mathcal{F}_1$ et $\mathcal{F}_2$

vérifient

(3) $$G_1^2 \varepsilon_2^2 = G_2^2 \varepsilon_1^2.$$

comme Selwyn l'avait indiqué sous des hypothèses moins générales.

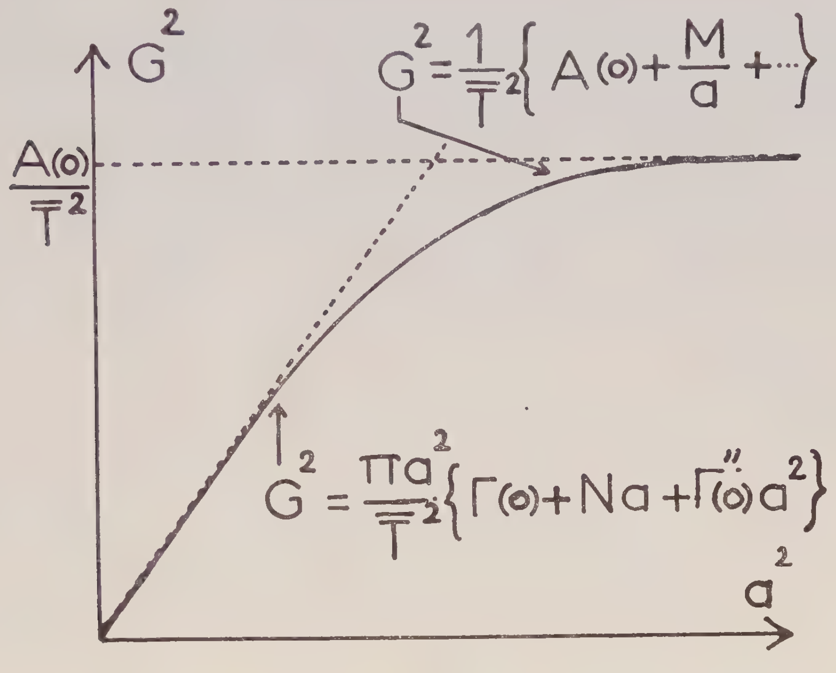


Fig. 1.

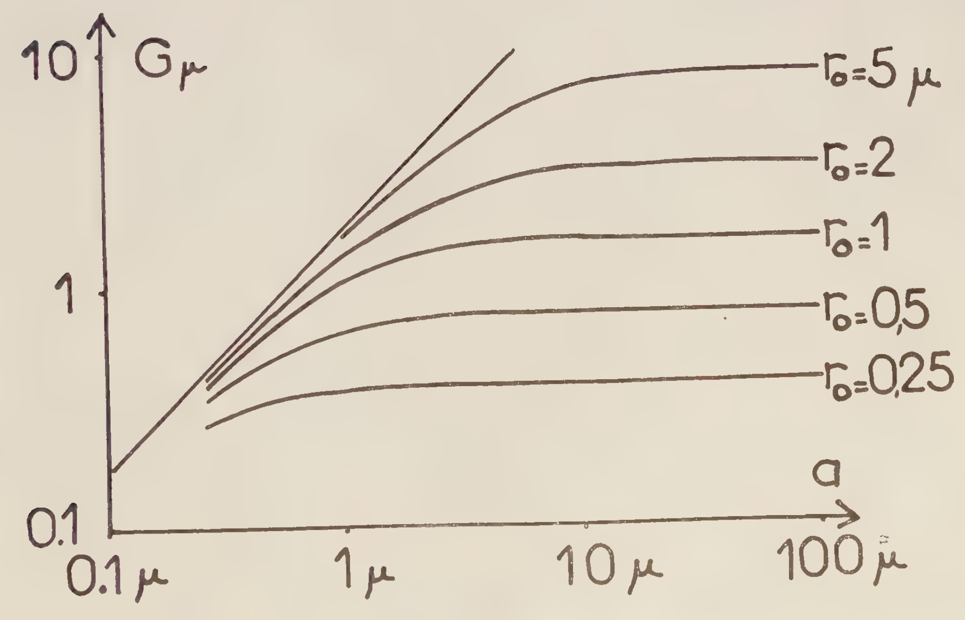


Fig. 2.

b. Si le domaine de corrélation de T *est bien plus grand que* $\mathcal{A}$, on a

$$(4)\qquad G^2 = \frac{\pi a^2}{(\overline{T})^2}\left\{\Gamma(0) + Na + \Gamma''(0)a^2 + \ldots\right\} \qquad \text{avec} \quad N = \frac{128}{45}\,\frac{\Gamma'(0)}{\pi}.$$

La courbe de la figure 1 représente les variations de G^2 en fonction de a^2 et indique les différents domaines de validité des expressions (2) et (4). La détermination expérimentale de T et de cette courbe permet donc le calcul des caractéristiques intrinsèques du film figurant dans (2) et (4).

3. Application a un domaine théorique particulier. — Dans une Note ([5]), dont nous conservons les notations, l'un de nous a proposé un modèle théorique pour représenter les propriétés statistiques de T(M). Dans le cadre de ce modèle et en faisant $h_2 = 0$ (grains d'argent pratiquement opaques) nous avons calculé G en fonction de a d'une part pour cinq films de transparence

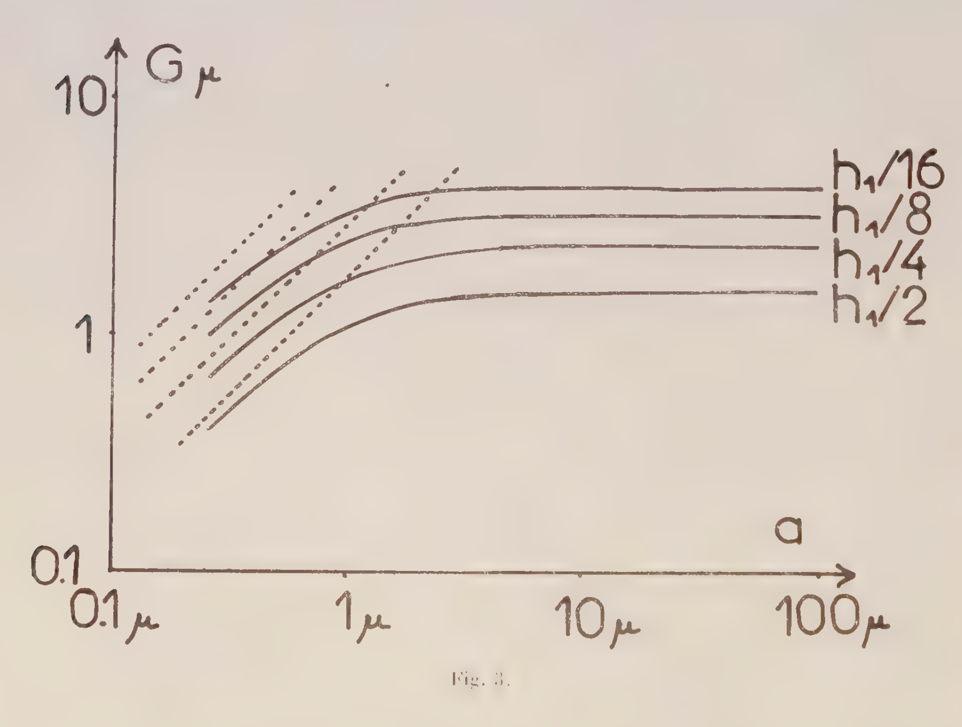


Fig. 3.

$\overline{T} = h_1/2$, constitués de grains d'argent de rayons 1/4, 1/2, 1, 2 et 5 μ (*fig.* 2) et d'autre part, pour quatre films constitués de grains d'argent identiques ($r_0 = 1$ μ) mais de transparences moyennes différentes : $h_1/2$, $h_1/4$, $h_1/8$, $h_1/16$ (*fig.* 3). La forme des courbes est en bon accord avec les résultats expérimentaux de L. A. Jones et G. C. Higgins ([3]).

(*) Séance du 24 avril 1957.

([1]) E. W. H. Selwyn, *Phot. J.*, 75, 1935, p. 571.

([2]) P. Faure, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 842 et 998.

([3]) L. A. Jones et G. C. Higgins, *J. Opt. Soc. Amer.*, **36**, 1946, p. 203 (*voir* de nombreuses références dans cet article).

([4]) P. Felgett, *J. Opt. Soc. Amer.*, **43**, 1953, p. 271.

([5]) M. Savelli, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1710.

OPTIQUE. — *Perturbations de la fréquence de résonance* 1849,57 Å *de* Hg *dans la vapeur de* Hg *pur*. Note ([*]) de Mme **Simone Robin** et M. **Stéphane Robin**, transmise par M. Eugène Darmois.

L'absorption de la vapeur de mercure pur aux environs de $\lambda = 1849,57$ Å est considérablement plus importante qu'aux environs de $\lambda = 2536,52$ Å et nettement plus symétrique. La loi de décroissance proportionnelle à $(\Delta\nu)^{-3/2}$ serait en accord avec un potentiel de forces d'interaction correspondant à $\Delta\nu = (c/r^6)$ avec $c \# 10^{-28}$.

On sait que les perturbations de la raie de résonance 2536,52 Å du mercure pour Hg pur ou avec divers gaz étrangers ont donné lieu à de nombreux travaux dont on a pu déduire d'importants résultats sur les forces intermoléculaires ([1]). Par contre, la raie de résonance 1849,57 Å située au-delà de la limite de transparence de l'air a été très peu étudiée d'une manière quantitative. Nous avons décidé de combler cette lacune et dans une première série de mesures, nous avons étudié l'absorption aux environs de la raie 1849 57 Å avec la vapeur de mercure pur pour diverses pressions.

Les mesures ont été effectuées par spectrophotométrie photographique. Le spectrographe à réseau à vide a été déjà décrit ([2]); la source est une lampe à hydrogène en silice à fenêtre de F_2Ca. Les cuves en silice à fenêtres planes et parallèles réalisées au laboratoire ont des épaisseurs $l = 0,7$, 3,8 et 8,7 cm; elles sont transparentes jusqu'à 1580 Å. Les cuves scellées étaient placées dans un bloc de cuivre lui-même placé dans le vide et chauffé de l'extérieur, le montage étant étudié pour éviter tout dépôt de vapeur de mercure sur les fenêtres; les températures étaient mesurées par deux thermocouples placés dans le vide, contre la cuve. Trois qualités de mercure indépendamment purifiées et distillées sous vide nous ont donné des résultats concordants. Les températures utilisées pour les mesures s'étendent jusqu'à 300° C.

Dans la limite des erreurs d'expérience, la densité optique par unité de longueur d/l croît proportionnellement à N^2(N atomes de Hg par centimètre cube) ou à $(P/T)^2$ ce qui est normal ([4]), ([1]); les valeurs de $(d/l)\ (P/T)^2$ ont été obtenues comme coefficients angulaires des droites $d/l = f(P/T)^2$ pour diverses longueurs d'onde. Figure 1, nous avons groupé quelques spectres obtenus avec $l = 3,8$ cm à diverses températures. La figure 2 représente le même profil de la raie 1849,57 Å avec deux échelles diffé-

rentes. La partie centrale de la raie est à peu près symétrique mais loin du centre, l'absorption décroît progressivement vers les grandes longueurs d'onde alors qu'elle tombe brusquement du côté des courtes longueurs

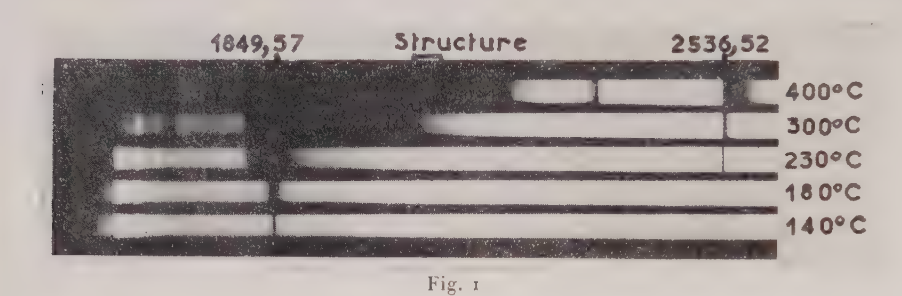


Fig. 1

d'onde au-delà d'une bande déjà signalée et attribuée à la molécule Hg_2 [3]. La figure 3 représente les points expérimentaux pour les deux flancs de la raie et une droite de pente (— 3/2) passant au voisinage de ces points

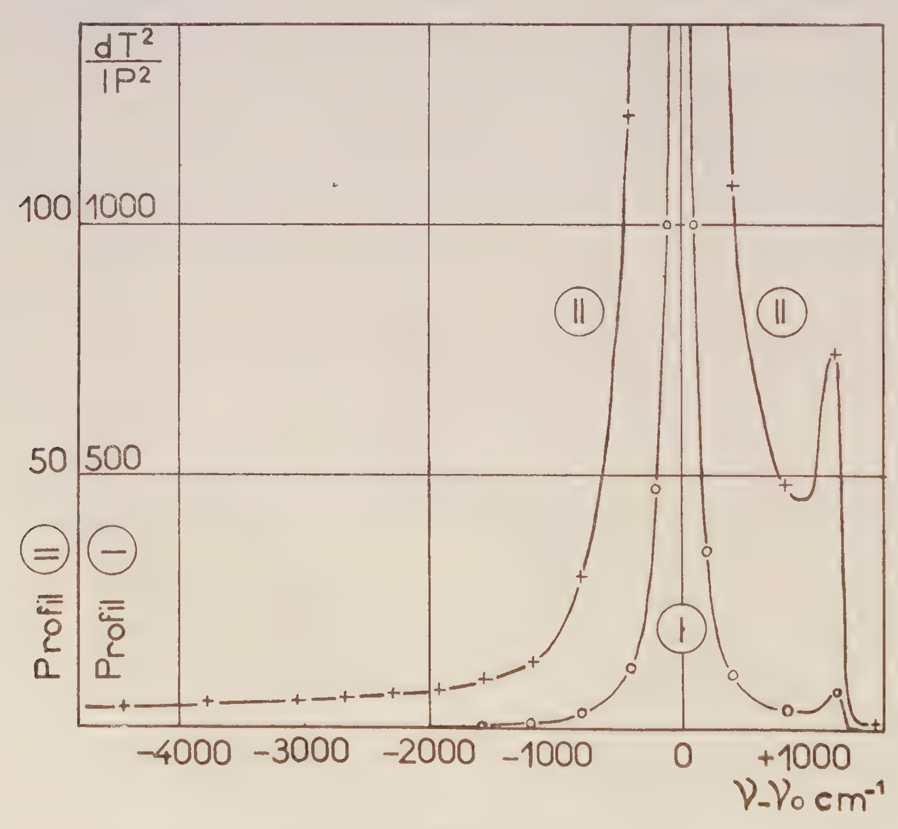


Fig. 2.

(les mesures s'étendent jusqu'à 5 000 cm^{-1} du centre, du côté des grandes longueurs d'onde mais elles sont forcément plus limitées du côté des courtes longueurs d'onde (*fig.* 2).

Les mesures montrent que la partie centrale de la raie 1849,57 Å est nettement plus symétrique que celle de la raie 2536,52 Å ([4]) et que l'absorption est beaucoup plus forte dans les mêmes conditions expérimentales aux environs de la raie 1849,57 Å. On sait, d'autre part, que les perturbations loin du centre de la raie peuvent être attribuées à des chocs centraux dans

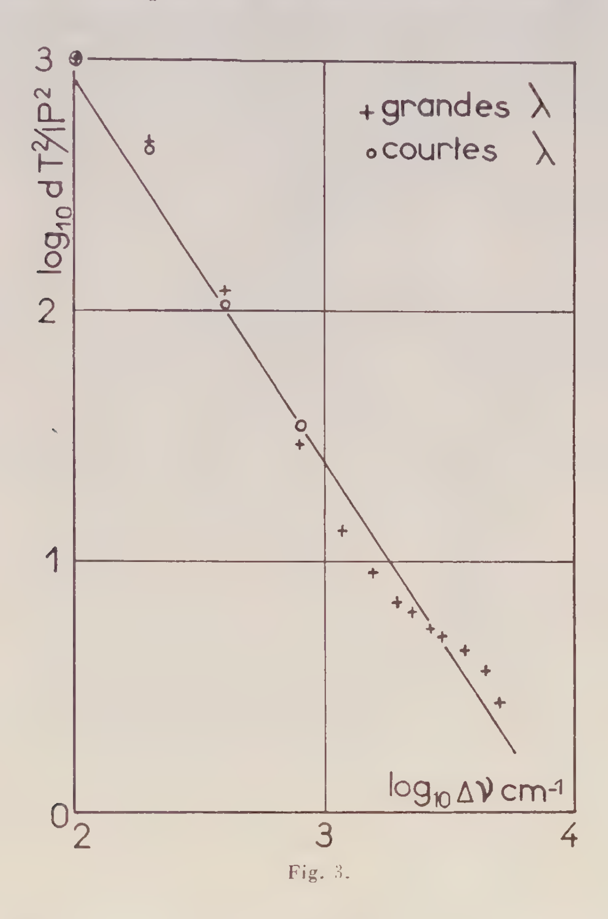


Fig. 3.

lesquels intervient un seul perturbateur. Un calcul très simple permet alors de relier le coefficient d'absorption au potentiel des forces intermoléculaires qui interviennent dans la perturbation des deux niveaux entre lesquels s'effectue la transition ([4]), ([1]). On sait également que pour une distance d'approche suffisamment faible, les forces de résonance peuvent n'être plus prépondérantes ([4]), sans que les forces de répulsion le soient encore; ceci semble d'ailleurs confirmé ici par la présence d'une légère structure dans la région située entre 5 000 et 6 500 cm^{-1} du maximum (*fig.* 1) et qui pourrait être attribuée à des transitions dans une zone quantifiée des puits de potentiel. La pente — 3/2 de la figure 3 montre qu'un potentiel correspondant à $\Delta\nu(r) = (c/r^6)$ serait conforme à nos résultats expérimentaux, mais la valeur de c serait beaucoup plus forte que pour la

raie 2536,52 Å (4) [on trouve $c \# 10^{-29}$ d'après la figure 2 et en admettant pour force de la transition la valeur $f = 0,71$ (5)]; le niveau $6^1 P^1_0$ serait donc considérablement plus perturbé que les niveaux $6^1 P^1_0$ et $6^1 S_0$ dans les mêmes conditions de température et de pression.

(*) Séance du 29 avril 1957.
(1) *Voir*, par exemple, S. Robin et Mme S. Robin, *J. Phys. Rad.*, **17**, 1956, p. 143.
(2) Mme S. Robin et S. Robin, *J. Phys. Rad.*, **17**, 1956, p. 976.
(3) *Voir*, par exemple, W. Finkelnburg, *Kontinuerliche Spektren*, Berlin, 1938.
(4) H. Kuhn, *Proc. Roy. Soc.*, A **158**, 1937, p. 230; H. A. Ruhmkorf, *Ann. Phys.*, **33**, 1938, p. 21.
(5) G. Wolfsorn, *Z. Phys.*, **63**, 1930, p. 634.

OPTIQUE INSTRUMENTALE. — *Microscope à commande élastique de la mise au point*. Note (*) de M. **Marcel Locquin**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Renonçant aux conceptions classiques des statifs de microscope, il est possible de réaliser un appareil plus précis et plus simple, grâce à l'utilisation de déformations élastiques pour remplacer les glissières et leurs commandes par pignons et crémaillères.

Depuis un siècle le statif du microscope s'est stabilisé autour d'une forme toujours la même, caractérisée par un porte-à-faux évident de toutes ses parties mobiles. Cette conception, en même temps que s'amélioraient les performances optiques de l'appareil, nuit considérablement à la stabilité des images. Il est, en effet, illusoire de prétendre réaliser mécaniquement une précision du déplacement des parties mobiles supérieure au pouvoir séparateur de l'instrument, soit 0,2 μ, et surtout, de conserver cette précision à l'usage en dépit des chocs et de l'usure inévitable des parties en mouvement.

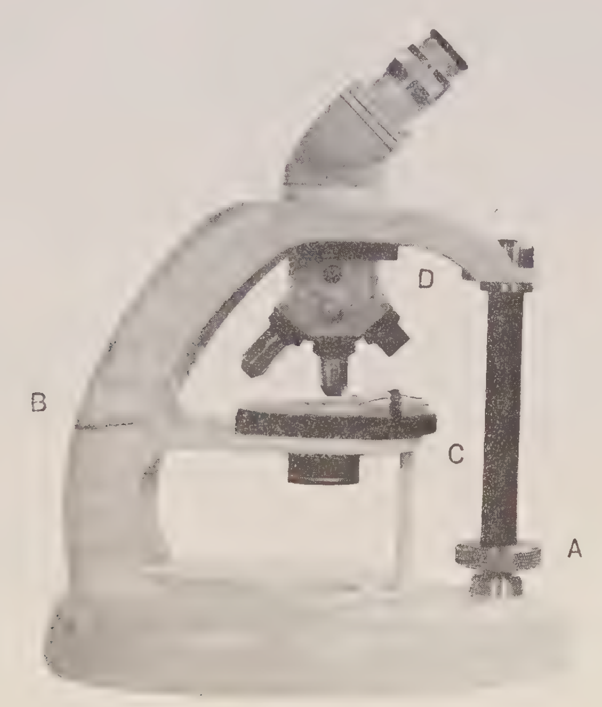
Dans une voie nouvelle, l'utilisation de pièces élastiquement déformables pour réaliser certains mouvements de l'appareil a été tentée en Italie par Koritska, en Angleterre par Casella, mais l'ensemble des appareils ainsi modifiés reste tributaire des servitudes imposées par les habitudes séculaires qui ont fixé le microscope dans sa forme actuelle.

Remontant aux sources, au temps où cet appareil solidement assis sur une embase pyramidale n'était muni que d'un mouvement fruste, suffisant à ses faibles grossissements, et cherchant à allier cette incomparable stabilité aux mouvements précis de mise au point demandés par son optique actuelle, nous avons réalisé un appareil, vu de profil sur la figure, dont les caractéristiques essentielles sont les suivantes :

Le mouvement vertical de mise au point est un arc de cercle tangent à l'axe optique. Dans ces conditions, le déplacement vertical étant assimilé

à la corde de l'arc, le déplacement transversal correspondant est figuré par sa flèche, et pour un arc petit, le rapport flèche-corde n'excède pas 1/10e.

La corde est matérialisée pour l'observateur par la profondeur de champ objet, elle est de l'ordre du micron pour les objectifs de forte ouverture numérique. Dans ce cas, le déplacement latéral de l'image n'atteint pas le pouvoir séparateur de l'appareil. Il est donc inappréciable aux yeux



A, vis de commande de la mise au point; B, charnière élastique; C, platine; D, potence supportant le secteur porte-objectifs.

de l'observateur. L'axe mécanique de rotation, centre du cercle précité est remplacé par une déformation élastique (B), ceci afin d'annuler à la fois l'usure d'un axe dans son logement et les irrégularités de mouvement inévitables lors d'une insuffisance de lubrification.

La colonne verticale (A) mue par une vis calée sur une butée solidaire de l'embase commande la mise au point fine.

Toute mise au point rapide est supprimée grâce à l'utilisation d'un cadre porte-préparations éliminant l'influence de l'épaisseur du support sur la mise au point de l'objectif. Au lieu de reposer sur la platine par sa face inférieure, la préparation est appliquée par sa face supérieure à l'intérieur d'un cadre dont les cotes sont immuables d'un exemplaire à l'autre.

Enfin, la stabilité de l'ensemble du microscope est accrue par la fixation trait-point de toutes les pièces : fixe (platine C) ou mobile (potence D).

Ceci rend possible la réalisation de l'ensemble en un matériau ultra-léger, une matière plastique, par exemple, sans nuire aucunement à la stabilité des images.

(*) Séance du 29 avril 1957.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Sur le signe de la constante q du dédoublement du type l.* Note (*) de M. **Gilbert Amat**, Mme **Marie-Louise Grenier-Besson** et M. **Hermann Z. Cummins**, transmise par M. Jean Cabannes.

Les niveaux de rotation d'une molécule linéaire dans un état de vibration du type Π sont dédoublés en deux sous niveaux, dont l'écart, en nombres d'ondes, est égal à

$$(1) \qquad \Delta\nu = q\,J(J+1).$$

Ce phénomène, d'abord étudié par G. Herzberg (1) qui lui a donné le nom de « *l*-type doubling » ou dédoublement du type *l*, a été interprété théoriquement par H. H. Nielsen et W. H. Shaffer (2), puis par H. H. Nielsen (3) en considérant les éléments de matrice :

$$(2) \qquad (\ldots, v_s, l_s, \ldots | H'_2 | \ldots, v_s, l_s \pm 2, \ldots)$$
$$= hcq^0 \{(v_s \pm l_s + 2)(v_s \mp l_s)[J(J+1) - l(l \pm 1)][J(J+1) - (l \pm 1)(l \pm 2)]\}^{\frac{1}{2}}.$$

$\left(l = \sum_s l_s\right)$ de l'hamiltonien transformé du second ordre. Pour un niveau Π, $v_s^{l_s} = v_s^{\pm 1}$, l'équation (2) s'écrit

$$(3) \qquad (\ldots, v_s, l_s = \pm 1, \ldots | H'_2 | \ldots, v_s, l_s = \mp 1, \ldots) = hcq^0(v_s + 1)\,J(J+1).$$

Les valeurs expérimentales de q déduites de la relation (1) sont en excellent accord avec les valeurs théoriques :

$$(4) \qquad q = 2q^0(v_s + 1)$$

déduites de la relation (3), où (3)

$$(5) \qquad q^0 = \frac{B_e^2}{\omega_s}\left\{1 + [illegible] \sum_{s'} [illegible] \right\}.$$

Les formules précédentes appellent cependant quelques remarques :

1° Si l'on définit q au moyen des relations théoriques (3), (4), on peut montrer que chaque niveau de vibration-rotation, d'énergie E, est dédoublé en un niveau d'énergie $E + (1/2)\,qJ(J+1)$, du type Π^+, et un niveau d'énergie $E - (1/2)\,qJ(J+1)$, du type Π^-. L'expérience montre sans ambiguïté que c'est le niveau Π^- qui possède, dans tous les cas, l'énergie la plus grande. Il en

résulte que la constante q est négative et que la relation (1) doit être remplacée par

(6) $$\Delta\nu = -qJ(J+1).$$

Un examen soigneux du calcul théorique montre, par ailleurs, que la constante q^0 est en fait donnée par la formule

(7) $$q^0 = -\frac{B_e^2}{2\omega_s}\left\{1 + 4\sum_{s'}(B_{ss'}^{(\zeta)})^2\frac{\omega_s^2}{\omega_{s'}^2 - \omega_s^2}\right\},$$

en sorte que les valeurs théoriques de q, obtenues au moyen des relations (4) et (7) seront bien, elles aussi, négatives.

Cette façon de procéder est plus satisfaisante d'un point de vue théorique. Elle permet, en particulier, une analogie plus complète entre les théories des dédoublements du type l et du type Λ.

2° Si, pour ne pas changer les habitudes qui ont été prises ($q > 0$), on préfère conserver les relations (1) et (4), (5) pour définir respectivement les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques de q, il importe de remarquer que c'est alors la signification théorique de q^0 qui doit être modifiée par l'introduction d'un signe moins devant le second membre des équations (2) et (3).

(*) Séance du 15 avril 1957.

Les questions discutées dans cette Note ont fait l'objet d'un échange de correspondance avec le Professeur Harold H. Nielsen.

(1) *Rev. Mod. Phys.*, **14**, 1942, p. 219.

(2) *J. Chem. Phys.*, **11**, 1943, p. 140.

(3) *Phys. Rev.*, **77**, 1950, p. 130.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur le choix du paramètre le plus sensible à la variation de la vitesse des particules dans l'émulsion nucléaire.* Note de M. **Tsai-Chü** et Mlle **Jacqueline Claret**, présentée par M. Eugène Darmois.

Pour une mesure d'ionisation, les paramètres les plus sensibles sont respectivement : en fin de parcours la longueur totale des lacunes et au minimum d'ionisation la longueur totale des paquets, qui ont alors une variation relative plus grande que celles des autres caractéristiques. La mesure de la longueur intégrale des lacunes nous permet de discriminer les protons des mésons π ayant un parcours résiduel très petit.

1. La granulation des traces dans l'émulsion nucléaire fournit une donnée importante pour la détermination de la masse et de la vitesse des particules. En fin de parcours, les grains sont plus rapprochés de sorte que la plupart forment de gros paquets contenant plusieurs grains. Le comptage des grains, c'est-à-dire l'estimation du nombre de grains présents dans un paquet suivant sa longueur, peut donner une courbe différentielle nombre de grains-parcours

qui décroît régulièrement, mais cette estimation est subjective et imprécise. Par contre, le comptage des paquets ou des lacunes est plus objectif, mais donne une courbe présentant un maximum. En effet, la dimension moyenne des paquets devient plus petite lorsque l'on s'éloigne de la fin d'une trajectoire. Donc le nombre de paquets augmente d'abord avec le parcours résiduel, en passant par un maximum, puis diminue quand l'ionisation est telle que le nombre de paquets est petit vis-à-vis du nombre de grains isolés. Le nombre de lacunes, qui est égal au nombre de paquets, a une variation tout à fait identique à celle des paquets.

2. La longueur totale [1] comme la longueur moyenne [1], [2], des lacunes $(\Sigma l_g \bar{l}_g)$ et des paquets $(\Sigma l_p, \bar{l}_p)$ peut donner une courbe ionisation-parcours croissante pour les lacunes ou décroissante pour les paquets depuis la fin de la trajectoire jusqu'au minimum d'ionisation. Soit $N_g(l)$, $N_p(l)$ le nombre de lacunes et de paquets ayant une longueur supérieure à l, nous avons

$$N_g(0) = N_p(0) = N(0),$$

et

$$\bar{l}_g = \frac{\Sigma l_g}{N(0)} \sim \frac{l}{\log_e \frac{N(0)}{N_g(l)}} \quad \bar{l}_p = \frac{\Sigma l_p}{N(0)} \simeq \frac{l}{\log_e \frac{N(0)}{N_p(l)}}.$$

La variation de ces quantités en fonction du parcours peut être déterminée à partir des mesures sur les longueurs des lacunes des protons en fin de parcours.

R_p en div.	1. 0 à 3000.	2. 3000 à 6000.	3. 6000 à 9000.	Rapport $\frac{\text{Col. 3}}{\text{Col. 1}}$.
N (o)	28,0	30,3	32,9	1,17
Σl_g	395,2	422,5	526,5	1,33
$\bar{l}_g$	14,1	13,9	16,0	1,13
Σl_p	2604,8	2577,5	2473,5	0,95
$\bar{l}_p$	93,0	85,0	75,2	0,81

Les longueurs dans le tableau sont en divisions d'une échelle du micromètre oculaire; une division vaut 0,032 μ. Pour les lacunes, $\bar{l}_g$ et N(o) augmentent respectivement de 10 et 20 % entre les colonnes 1 et 3; leur produit, la longueur totale Σl_g, augmente de 30 %. Pour les paquets, la longueur totale est presque constante; $\bar{l}_p$ qui est proportionnelle à 1/N(o) diminue de 20 %. Donc Σl_g est la quantité la plus sensible pour les mesures en fin de parcours. Inversement, au minimum d'ionisation, Σl_g est presque constant et Σl_p est la quantité qui varie le plus avec le parcours. La longueur totale des paquets par section qui est directement proportionnelle à l'ionisation et dépend du degré de développement doit être normalisée en la divisant par la même quantité évaluée sur des traces ayant la valeur plateau du minimum

d'ionisation. Enfin, le comptage du nombre N(o) (³) seul, reste toutefois une mesure rapide et pratique aux grandes et aux petites vitesses, mais sa variation est moins rapide et le dénombrement des petites lacunes est parfois difficile et imprécis, ce qui limite la précision.

3. Soit L la longueur intégrale des lacunes jusqu'à un parcours résiduel R d'une particule ayant une masse M, nous avons

$$\frac{L}{M}=f\left(\frac{R}{M}\right).$$

Cette relation est valable pour toutes les particules de même charge et peut être représentée approximativement par une droite

$$\log\frac{L}{M}=a\log\frac{R}{M}+b.$$

Pour deux particules ayant la même L,

$$\left(\frac{M_1}{M_2}\right)=\left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{\frac{a}{a-1}};$$

et pour deux particules ayant le même R,

$$\left(\frac{M_1}{M_2}\right)=\left(\frac{L_2}{L_1}\right)^{\frac{1}{a-1}}.$$

Ces relations peuvent être appliquées à la détermination de la masse quand la valeur « *a* » est constante et plus grande que 1. La constante « *a* » pour les protons augmente d'une valeur 1 en fin de parcours jusqu'à 1,25 à 300 μ de la fin. La détermination de la masse en fin de parcours peut être effectuée au moyen de la courbe

$$\log\frac{L}{R}=F\left(\log\frac{R}{M}\right):$$

la masse moyenne de quatre mésons π de 67 μ est $290\pm60\ m_e$.

(¹) C. Castagnoli, G. Cortini et A. Manfredini, *Nuovo cimento*, 301, 2, 1955.
(²) Tsai-Chü, M.-C. Le Gentil et M. Morand, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1974.
(³) M. Renardier et Y. Avignon, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 393.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude de la stéréochimie des cétones α-halogénées par spectroscopie infrarouge.* Note (*) de Mlles **Marie-Louise Josien**, **Colette Castinel**, MM. **Grégoire Chiurdoglu** et **Eugène Vanlanduyt**, transmise par M. Paul Pascal.

Les Mémoires de Mizushima sur la monochloracétone (¹) et de Corey sur l'α-monochlorocyclohexanone (²) aboutissent à des conclusions contradictoires quant à la stabilité relative des deux isomères de rotation de

ces molécules. D'après Mizushima, la forme thermodynamiquement la plus stable de la monochloracétone correspond à l'isomère de moment dipolaire le plus élevé dont les dipôles C=O et C—Cl sont quasi parallèles. Pour Corey, la forme stable de l'α-monochlorocyclohexanone est celle dont le chlore est en position axiale, les deux dipôles C=O et C—Cl étant opposés. En outre, Mizushima attribue, à l'inverse de Corey, la fréquence ν C=O la plus élevée à l'isomère de faible moment dipolaire.

A la suite de l'étude d'une série d'α-halogénocyclanones (3), nous avons examiné de nouveau, dans différentes conditions, les spectres infrarouges des deux cétones mentionnées ci-dessus, à l'état pur, à l'état dissous dans le tétrachlorure de carbone et à l'état gazeux. Voici les fréquences mesurées en cm^{-1} pour la bande d'absorption νC=O :

	Liquide.	Solution.	Vapeur.
Monochloracétone.........	1724 Forte	1725 Forte	1744
	1745 Forte	1752 Épaule	–
α-chlorocyclohexanone.....	1726 Forte	1724 Forte	1742
	1745 Épaule	1744 Épaule	–

Discussion. — En ce qui concerne la monochloracétone, nous retrouvons les fréquences publiées par Mizushima. Cependant, contrairement à l'opinion de cet auteur, étant donné les variations de fréquence habituellement provoquées par le passage de l'état gazeux à l'état dissous (4), il apparaît évident que la fréquence 1742, mesurée sur la vapeur, correspond à la fréquence 1725 et non à la fréquence 1745 de l'état dissous (5). Nous proposons donc l'hypothèse suivante : à l'état liquide, ainsi que Mizushima l'a suggéré, la fréquence 1725 correspond à la forme la plus polaire et la fréquence 1745 à la forme la moins polaire; cependant, la première est thermodynamiquement la forme la moins stable et elle existe pratiquement seule à l'état gazeux.

En ce qui concerne la monochlorocyclohexanone, un raisonnement analogue conduit à des conclusions similaires. Ici encore, la forme prédominante à l'état dissous et à température ordinaire n'est pas la forme thermodynamiquement la plus stable.

Cette double interprétation est confirmée par l'étude des moments dipolaires. Zahn a trouvé que le moment dipolaire de la monochloracétone à l'état gazeux augmente avec la température d'une manière significative bien que faible (6). Pour la monochlorocyclohexanone en solution dans l'heptane, Kumler a mesuré un moment dipolaire de 3,45 D (7), valeur qui correspond à une prédominance de la forme équatoriale.

L'ensemble des attributions précédentes conduit à admettre que l'introduction d'un atome de chlore en position α par rapport à un carbonyle a peu d'influence sur la fréquence ν C=O, si les dipôles C—Cl et C=O

sont parallèles. Cependant, on sait que Jones et ses collaborateurs, à la suite de leurs études sur les stéroïdes, ont émis une opinion contraire : d'après eux, de grandes variations de fréquence ν C=O ne se produisent que si l'halogénation en α du carbonyle du noyau cyclohexanique se fait en position équatoriale (8). L'examen comparé des fréquences C=O des acétates monochlorés et dichlorés à l'état gazeux et à l'état dissous montre que les esters se conduisent comme les cétones (9). Il nous paraît, en outre, vraisemblable que les acétophénones monohalogénées en ω étudiées par Bellamy (10) se comporteraient de même. Quant aux molécules de stéroïdes, elles sont sans doute trop complexes pour qu'on puisse, *a priori*, leur étendre les conclusions tirées de l'examen de molécules simples.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) S. I. Mizushima, T. Shimanouchi, T. Miyazawa, I. Ichishima, K. Kuratani, I. Nakagawa et N. Shido, *J. Chem. Phys.*, 21, 1953, p. 815.

(2) E. J. Corey, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 2301.

(3) E. Vanlanduyt, *Thèse*, Université libre de Bruxelles, 1956.

(4) M.-L. Josien et J. Lascombe, *J. Chim. Phys.*, 52, 1955, p. 162; J. Lascombe, P. Grange et M.-L. Josien, *Bull. Soc. Chim.* (sous presse).

(5) L'ensemble des résultats obtenus sur une série d'acétates halogénés — étude qui sera publiée prochainement — est en faveur de cette hypothèse. Nous ne mentionnerons ici que l'exemple du dibromacétate d'éthyle dont les bandes ν(C=O) observées à l'état dissous à 1742 et 1764 cm^{-1} se retrouvent toutes deux, bien qu'avec des intensités relatives différentes, à 1757 et 1780 cm^{-1}, à l'état gazeux.

(6) C. T. Zahn, *Physik. Z.*, 33, 1932, p. 686.

(7) W. D. Kumler et A. C. Huitric, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 3369.

(8) R. N. Jones, D. A. Ramsay, F. Herling et K. Dobriner, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 2828.

(9) Les détails de cette étude seront publiés ultérieurement.

(10) L. J. Bellamy, L. C. Thomas et R. L. Williams, *J. Chem. Soc.*, 1956, p. 3704.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Identification et étude du développement du « light phenomenon » dans les alliages* Ni—Cr *et* Ni—Cr—Co *à durcissement structural.* Note (*) de Mme Charlotte Bückle et M. Jean-Pierre Poulignier, transmise par M. Pierre Chevenard.

Le « light phenomenon » est observable de façon systématique sur les alliages à durcissement Ni—Cr et Ni—Cr—Co. Dans ceux-ci, la vitesse de trempe est un élément déterminant de la naissance du phénomène qui, par ailleurs, peut se développer et croître au cours d'un traitement de revenu. L'appartenance cristallographique des « zones claires » dues au phénomène est mise en évidence par micrographie.

Découvert par Mme M. L. V. Gayler (1) dans un Al-Cu à 4 % revenu à 130°, le « light phenomenon » ou phénomène d'apparition de « zones claires » au long des joints de grains, après avoir été retrouvé par d'autres

auteurs dans des alliages d'aluminium, a été caractérisé par J. Calvet et Ch. Renon-Changarnier ([2]). En opérant sur des alliages du type Al-Cu à 6 %, ces auteurs ont pu montrer que le phénomène n'a pas pour base la formation de cristallites nouveaux, mais que, seulement décelé le long des limites, il est dû à la progression de certains cristaux dans leurs voisins.

Dans les alliages Ni-Cr, les « zones claires » ont été souvent observées, mais n'ont pas toujours été reconnues comme telles. C'est ainsi que R. Nordheim et N. J. Grant ([3]), étudiant par micrographie l'influence d'un traitement de vieillissement sur un Ni-Cr 80-20 contenant 2,2 Ti et 0,9 Al, ont noté une « recristallisation » le long des joints de grains, probablement due aux déformations plastiques causées par les contraintes de précipitation et produisant un déplacement de ces joints. Ils ont aussi mentionné que cette « recristallisation », observée principalement dans les alliages contenant Ti, serait en relation avec les différences de paramètre existant entre la matrice et la phase γ' précipitée (Ni_3TiAl).

Les observations qui suivent, faites sur des alliages Ni-Cr et Ni-Cr-Co à durcissement par précipitation et de type industriel, tendent à préciser, dans un cas qui intéresse particulièrement les applications techniques, comment un effet de trempe trop rapide risque de provoquer le phénomène. On met ainsi en évidence l'influence des contraintes et des déformations, particulièrement actives auprès des joints de grains, sur des alliages dont la composition et le type de durcissement les rendent favorables à ce genre de phénomène.

Dans ce cas, les « zones claires » peuvent être observées à l'aide d'une attaque micrographique colorante ([4]) mettant en évidence les différences d'orientation du réseau ainsi que l'état de précipitation de la matrice (*fig.* 1). Il est alors possible de vérifier s'il y a formation de cristallites nouveaux, ou bien seulement interpénétration de cristaux voisins. On constate, en fait, que les zones formées le long des joints de grains ont même coloration que les cristaux auxquels elles se rattachent; elles sont seulement d'un ton plus clair, facile à expliquer par leur état de précipitation différent. Une autre méthode permettant de prouver de façon certaine leur appartenance consiste à faire, près de leurs limites, des empreintes de microdureté (*fig.* 2). Les lignes de glissement, conjointement à une attaque micrographique convenable, montrent alors comment se situent les orientations des divers cristallites et apportent ainsi la preuve que, dans le cas de « zones claires », il y a bien progression de certains cristaux existant aux dépens de leurs voisins.

Dans les zones, les précipités apparaissent tout différents de ce qu'ils sont dans la matrice. Possédant en outre une vitesse de croissance très supérieure, ils ne se répartissent pas uniformément, mais se rassemblent au contraire principalement vers le front de la zone (*fig.* 3).

Dans nos expériences, pratiquées sur des échantillons de très petites dimensions (quelques millimètres d'épaisseur), le phénomène est toujours apparu après remise en solution (8 h à 1080°, 4 h à 1150° ou 2 h à 1200° suivant le cas), *trempe à l'eau* et vieillissement isotherme aux températures de précipitation. Il a été vérifié que la vitesse de trempe joue un rôle essentiel, soit en faisant varier les conditions de refroidissement, soit en modifiant les dimensions de l'échantillon. C'est ainsi que la trempe à l'air n'a jamais donné lieu à formation de zones, toutes choses restant égales par ailleurs.

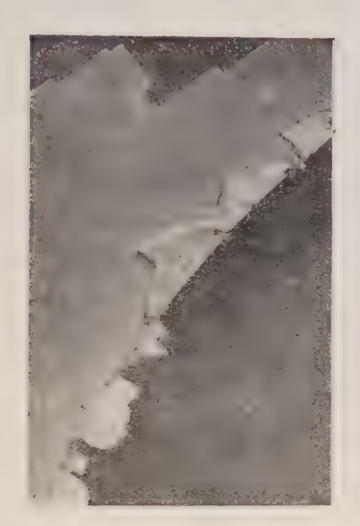


Fig. 1.



Fig. 2.

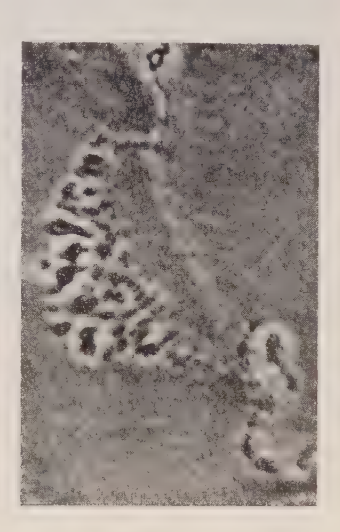


Fig. 3.

Fig. 1. — Alliage Ni—Cr (hypertrempé eau + 16 h/700°).
(Sur l'original, les grains foncés sont de teinte rougeâtre, les autres de couleur bleue.)
(Att. contraste × 800.)

Fig. 2. — Même échantillon. Empreintes de microdureté.
(Att. anod. 15 % HCl × 800.)

Fig. 3. — Alliage Ni—Cr—Co (hypertrempé eau + 16 h/900°).
(Att. anod. 15 % HCl × 2 500.)

Comme il s'agit d'un phénomène de croissance, déclenché dès les premiers instants du traitement de durcissement par suite de l'état de contrainte existant près des joints et consécutif à la trempe, la vitesse de migration ainsi que la morphologie de la précipitation à l'intérieur de la zone dépendent des deux facteurs : temps et température de vieillissement. Le phénomène se développe généralement mieux aux températures de début de précipitation ; il semble qu'alors sa progression soit moins gênée par le durcissement lui-même. Apparaissant très rapidement dès le début du vieillissement, il continue de s'accroître en fonction du temps, mais paraît toutefois tendre vers une limite stable. On ne peut alors le faire disparaître et rendre aux joints un aspect normal que par une nouvelle mise en solution.

Les expériences, pratiquées sur une dizaine de nuances d'alliages chargés différemment en éléments d'addition, prouvent que, dans le cas des Ni-Cr et Ni-Cr-Co, l'apparition du phénomène n'est pas étroitement liée à la composition. On peut toutefois noter que les teneurs en Al sont toujours restées comprises entre 1,3 et 2, et celles en Ti entre 2,4 et 3,2.

Des essais visant à produire le phénomène à la suite d'un écrouissage mécanique, au lieu d'un effet de trempe, n'ont amené qu'exceptionnellement la formation de zones. Un tel résultat peut tenir à plusieurs causes : différence entre les contraintes de trempe et celles dues à un effet mécanique, variation de l'état physicochimique dans la matière avoisinant immédiatement la surface intergranulaire en fonction du mode de refroidissement, impossibilité de progression du phénomène dans une matrice déjà transformée par la formation de germes de préprécipitation lors du refroidissement trop lent dans l'air. On notera, à ce sujet, les observations micrographiques montrant que les joints de grains d'alliages trempés à l'air sont plus sensibles à la corrosion par les réactifs et que les matrices ainsi traitées réagissent à certaines attaques colorantes tandis que celles refroidies à l'eau restent insensibles.

(*) Séance du 24 avril 1957.

(1) *J. Inst. Metals*, **66**, 1940, p. 72; **70**, 1946, p. 243; **73**, 1947, p. 681.

(2) *La Recherche Aéronautique*, **36**, 1953, p. 25; *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 179.

(3) *J. Metals*, 1954, p. 211.

(4) CH. BÜCKLE et J. POULIGNIER, *Revue de Métallurgie*, **53**, 1956, p. 179.

CHROMATOGRAPHIE. — *Purification du protactinium par chromatographie et électrophorèse sur papier*. Note (*) de MM. **MICHAEL LEDERER** et **JACQUES VERNOIS**, transmise par M. Frédéric Joliot.

Des travaux sur la préparation de plusieurs milligrammes de ^{231}Pa nous ont conduits à rechercher une méthode permettant la détection des impuretés présentes en fin de traitement, et, dans ce but, nous avons entrepris l'étude de la séparation par chromatographie et électrophorèse sur papier des éléments qui accompagnent habituellement le ^{231}Pa.

Ces impuretés Ta, Nb, Zr, Ti, ainsi que le Pa, étant particulièrement solubles dans FH, nous avons étudié des solvants contenant cet acide qui permet d'éviter l'hydrolyse de ces éléments.

Les seules méthodes de séparation de Pa par chromatographie sur papier décrites jusqu'alors sont : la séparation de UX_1-UZ avec le mélange acétone-FH (1) et la séparation ^{233}Pa-Nb avec le méthyl-éthyl-cétone (2). Des séparations par échangeurs d'ions ont été aussi réalisées par K. A. Kraus

et G. E. Moore ([3]) et plus récemment par S. Kahn et D. E. Hawkinson ([4]) et A. G. Maddock et W. Pugh ([5]).

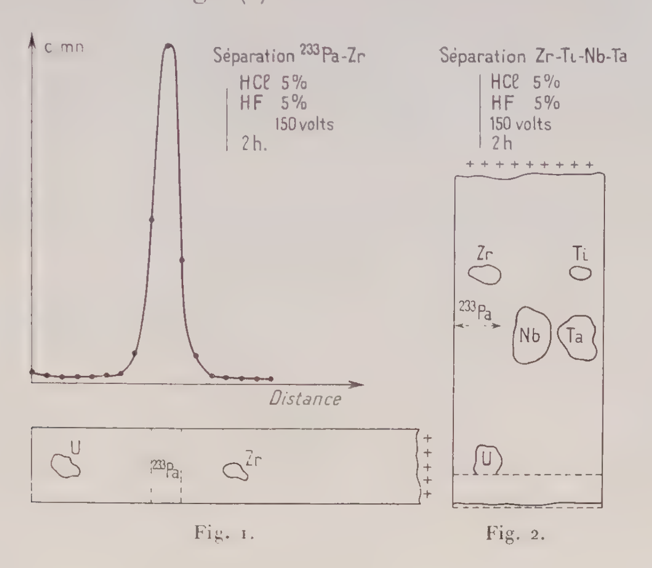


Fig. 1. Fig. 2.

Électrophorèse sur papier. — Nous avons appliqué la technique classique ([6]) mais en utilisant des plaques de matière plastique de 1 cm d'épaisseur et des bechers en polyéthylène afin d'éviter l'attaque du matériel

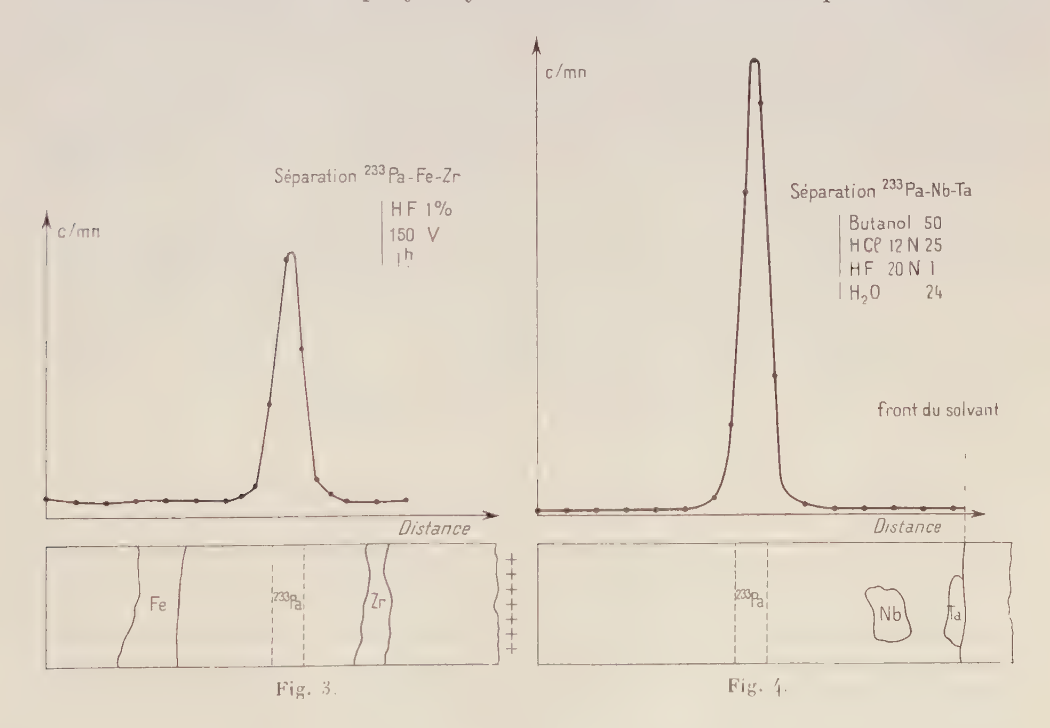


Fig. 3. Fig. 4.

par FH. L'électrolyte ayant donné les meilleurs résultats était une solution aqueuse de FH à 5 % et de ClH à 5 % en volume.

Ce milieu nous a permis de réaliser la séparation Pa-Zr comme le montre la figure 1, ainsi que la séparation Zr-Nb (*fig.* 2).

Le Ti migre avec le Zr tandis que le Ta et le Nb migrent avec la même vitesse que le Pa. Les taches inactives étaient décelées en pulvérisant sur le papier une solution ammoniaco-alcoolique de 8-hydroxy-quinoléine et le ^{233}Pa utilisé comme indicateur de Pa était détecté par son rayonnement.

Une solution aqueuse de FH à 1 % nous a, d'autre part, permis d'effectuer la séparation Fe-Zr-Pa comme le montre la figure 3.

Chromatographie sur papier. — Des mélanges de butanol et de FH, additionnés ou non de petites quantités de ClH, produisent des comètes avec des éléments tels que Zr, Nb, Ta. Ce phénomène est supprimé par la présence de grosses quantités de ClH.

Les meilleures séparations de Pa-Ta-Nb étaient obtenues avec le mélange butanol -ClH(12 N)-FH(20 N)-eau (50/25/1/24) comme le montre la figure 4.

Le Zr n'est pas séparé totalement de Pa, cependant une bonne séparation ^{95}Zr-^{95}Nb à l'échelle des indicateurs a été obtenue.

Une augmentation de la quantité de FH dans le solvant ne change pas la valeur de R_f de Ta, Pa et Zr, mais diminue la différence entre celles de Ta et Nb, ces deux derniers migrant avec le front du solvant.

Par électrophorèse sur papier la séparation de microquantités de Pa de Zr est ainsi réalisée de même que la séparation Zr-Nb; d'autre part, par chromatographie sur papier, on sépare le Pa du Ta et du Nb.

Le comportement d'autres radioéléments dans ce système, ainsi que les variations de R_f en fonction de la quantité de FH et de ClH sont à l'étude.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) M. LEDERER, *Progrès récents de la Chromatographie*, IIIe partie, Hermann et Cie, Paris, n° 1240, 1956.

(2) A. J. FUDGE et J. L. WOODHEAD, *Analyst*, 81, 1956, p. 417.

(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 2900.

(4) *J. Inorg. Nuclear. Chem.*, 3, 1956, p. 155.

(5) *J. Inorg. Nuclear. Chem.*, 2, 1956, p. 114-117.

(6) M. LEDERER et F. L. WARD, *Anal. Chim. Acta*, 6, 1952, p. 355.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la préparation et la composition des siliciures de lithium.* Note (*) de M. ÉMILE MASDUPUY, présentée par M. Paul Lebeau.

L'union directe du silicium et du lithium ne nous ayant pas permis de séparer un composé défini, nous avons tenté l'action du silicium sur l'hydrure du métal. Si et LiH, intimement mélangés et chauffés en atmosphère d'argon, se combinent dès 600°. La réaction conduit à un mélange de siliciures, vraisemblablement Li_4Si_2 et Li_6Si_2, contenant en outre de l'hydrure et du silicium qui n'ont pas réagi.

Dans un travail antérieur (1) nous avons montré que la combinaison

directe, dans le vide, entre 400 et 500° C, du silicium et du lithium ne conduit pas, comme l'avait indiqué H. Moissan (²), au seul composé Li_6Si_2. Il se forme en réalité un mélange de siliciures dans lequel se trouvent encore du silicium et du lithium demeurés libres. Cette méthode de préparation, d'autre part, ne permet pas d'obtenir un produit homogène, du fait de la difficulté qu'on éprouve à diviser le lithium et à bien mélanger les éléments qu'on fait réagir.

Ce résultat nous a incité, dans l'espoir d'obtenir un produit moins complexe et plus homogène, à tenter, par analogie avec ce qui a été fait dans le cas du calcium (³), l'action du silicium, non plus sur le lithium lui-même, mais sur son hydrure.

A l'aide d'un four électrique muni d'un thermocouple, nous avons progressivement chauffé, en atmosphère d'argon, du silicium et de l'hydrure de lithium finement pulvérisés, intimement mélangés, et disposés dans un creuset en nickel. Nous avons observé qu'ils commençaient à réagir entre 570 et 600° C. Dès 610°, la réaction est rapide, et elle se poursuit au fur et à mesure que la température croît. Elle s'accompagne d'un abondant dégagement d'hydrogène, qui permet de suivre commodément sa marche.

Nous avons laissé la température s'élever jusqu'à 720° C, dépassant ainsi nettement le point de fusion de LiH (680°). La réaction était alors généralement terminée. Dans le cas contraire, les produits étaient maintenus à 720° jusqu'à cessation du dégagement gazeux. Ils étaient ensuite refroidis au contact de l'hydrogène libéré par la réaction.

Nous avons obtenu ainsi un solide gris-violet foncé, d'apparence homogène, assez friable, à cassure cristalline. La présence de siliciures de lithium y est démontrée par le fait qu'il est très vivement attaqué par l'eau et par l'acide chlorhydrique étendu avec production d'un gaz qui, à l'air, s'enflamme spontanément avec explosion.

Nous avons déterminé sa composition en nous aidant de ce que l'équation

$$m\,\mathrm{LiH} + n\,\mathrm{Si} \rightarrow \mathrm{Li}_m\mathrm{Si}_n + \frac{m}{2}\mathrm{H}_2$$

traduit très certainement la réaction que nous avons observée. L'hydrogène formé ne peut en effet, dans une réaction secondaire, s'unir au silicium, cette combinaison ne s'effectuant, comme l'ont montré C. Friedel (⁴), E. Vigouroux (⁵), A. Dufour (⁶), qu'à des températures bien supérieures à celles que nous avons utilisées, et en très faibles proportions. L'action du silicium sur LiH ne s'accompagne pas non plus de la formation directe de siliciures d'hydrogène, car le gaz que nous avons recueilli pouvait être conservé pendant plusieurs jours au contact de l'eau, sans qu'on observe une augmentation de volume ou l'apparition de silice. La mesure du

volume d'hydrogène libéré permet ainsi de déterminer la masse de l'hydrure qui a participé à la réaction, donc celle du lithium qui s'est combiné au silicium.

Dans aucune de nos expériences, l'hydrure de lithium n'a réagi en totalité. La quantité de ce corps resté mélangé aux siliciures s'obtenait par différence entre la masse de LiH mis en œuvre et celle qui correspondait à l'hydrogène dégagé. Nous avions naturellement vérifié que l'hydrure utilisé pour nos préparations, chauffé seul jusqu'à 720° en atmosphère d'argon, ne donnait lieu à aucun dégagement gazeux.

Pour doser le silicium combiné et celui qui avait pu demeurer à l'état libre, nous avons grossièrement broyé le produit préparé, puis l'avons projeté, par petites fractions et en atmosphère de CO_2, dans de l'acide chlorhydrique étendu. A partir du silicium combiné se formaient alors des siliciures d'hydrogène et de la silice, cette dernière provenant vraisemblablement d'une décomposition partielle des silanes au sein du liquide. Les silanes qui se dégageaient, se trouvant en atmosphère de gaz carbonique ne se détruisaient pas, comme ils l'auraient fait au contact de l'air, et nous évitions ainsi l'importante cause d'erreur qu'aurait constitué, pour la suite de notre analyse, la libération de silicium amorphe marron qui, lorsqu'on opère à l'air, accompagne fréquemment l'inflammation spontanée des siliciures d'hydrogène. Quant au lithium des siliciures et à celui de l'hydrure restant, il passait à l'état de chlorure. Nous devions veiller à ce que la solution demeure toujours franchement acide; le silicium libre restait ainsi inaltéré, ce qui n'aurait pas été le cas si une partie du lithium avait pu former de l'hydroxyde.

Séparé du liquide par filtration, le silicium libre était ensuite dosé commodément et avec précision, sans qu'il soit nécessaire d'éliminer la silice avec laquelle il était mélangé, par action d'une solution de soude et mesure du volume de l'hydrogène dégagé. La masse du silicium combiné s'obtenait par différence, à partir de la masse du silicium utilisé pour la préparation.

Les proportions de silicium et d'hydrure que nous avons fait réagir, dont certaines correspondent sensiblement à l'une des formules Li_4Si_2 ou Li_6Si_2, ainsi que les résultats de l'analyse des produits formés, figurent dans le tableau ci-après.

Les variations du rapport atomique Li/Si relatif aux éléments combinés montrent que dans aucun de nos essais ne s'est formé un siliciure de lithium unique. Les valeurs de ce rapport semblent indiquer d'autre part que nous avons obtenu, dans chacune de nos préparations, un mélange en proportions variables des composés Li_4Si_2 et Li_6Si_2.

Ce mélange est analogue à celui qui résulte, dans les conditions que nous avons rappelées, de la combinaison directe du silicium et du lithium.

Le rapport atomique Li/Si des éléments combinés y est toutefois plus élevé que dans ce dernier, ce qui indique une teneur plus grande en Li_6Si_2.

Composition du mélange initial (n. de mol-g LiH / n. d'at-g Si).	Composition du produit obtenu.				
	LiH non combiné (%).	Si non combiné (%).	Li combiné à Si (%).	Si combiné (%).	Rapport atomique Li/Si des éléments combinés.
1,77	2,3	26,2	28,3	43,1	2,66
2,03	0,7	20,0	32,8	46,4	2,86
2,02	1,5	22,0	31,9	44,5	2,91
2,86	15,8	17,7	26,8	39,7	2,73
3,01	16,9	15,7	26,9	40,2	2,71
3,03	16,4	12,4	27,5	43,5	2,56

En définitive, pas plus que la précédente, la nouvelle méthode que nous avons essayée ne nous a permis d'obtenir des siliciures de lithium séparés. Cependant, plus commode à mettre en œuvre et à suivre, elle conduit également à un produit beaucoup plus homogène.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) E. Masdupuy, *Thèse Sc.*, Toulouse, 1956.

(2) *Comptes rendus*, 134, 1902, p. 1083; *Bull. Soc. chim.*, [3], 27, 1902, p. 1203.

(3) L. Wöhler et F. Müller, *Z. anorg. allg. Chem.*, 120, 1921, p. 49; V. Louis et H. Franck, *ibid.*, 241, 1939, p. 117.

(4) *Ann. Chim.*, [5], 20, 1880, p. 33.

(5) *Comptes rendus*, 120, 1895, p. 367; *ibid.*, 138, 1904, p. 1168.

(6) *Comptes rendus*, 138, 1904, p. 1040.

(*Laboratoire de Chimie minérale de la Faculté des Sciences, Toulouse.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les produits secondaires de la préparation de diénones conjuguées à partir d'éthynyl-carbinols tertiaires et d'esters acétylacétiques.* Note (*) de MM. **Yves-René Naves**, **Pierre Ardizio** et **Bertrand Wolf**, présentée par M. Marcel Delépine.

La production des diénones conjuguées par le chauffage d'éthynyl-carbinols tertiaires avec les acétylacétates d'alcools légers est accompagnée, dans le cas des pseudoionones, de leurs homologues ou de leurs analogues, de celle d'une cétone isomère cyclopenténique, soit, dans celui des pseudoionones, de celle du méthyl-1 isopropylidène-3 (oxo-2_3 butyl)-2 cyclopentène-1.

La production de diénones à partir des éthynyl-carbinols tertiaires a été réalisée indépendamment par plusieurs auteurs ou groupes d'auteurs au cours des dernières années, soit par la pyrolyse des esters acétylacétiques desdits carbinols (1), (2), (3), soit par le chauffage de ces alcools avec des acétylacétates d'alcools légers (3), (4), (5) en présence ou non de catalyseurs.

Appliquées à la préparation de pseudoionones, de leurs homologues ou de leurs analogues, ces réactions ont livré, concurremment aux produits attendus, des cétones isomères saturées en α du carbonyle et dont la formation peut être, dans certains cas ([6]), prédominante.

P. Teisseire a été le premier à faire connaître la production de tels isomères ([5]). Il a décrit celui accompagnant les pseudoionones comme monocyclique, avec deux liaisons éthyléniques conjuguées et ayant pour structure (I). Toutefois, cet auteur n'a pu observer un rendement notable en cétone analogue au cours de la préparation des pseudoirones (méthyl-3 pseudoionones).

Alors que la publication des travaux que nous venons de consacrer au cours des dernières années aux cétones isomères des pseudoionones ou de leurs homologues était annoncée ([6]), O. Isler et ses collaborateurs viennent de décrire, devant l'Assemblée d'Hiver de la Société Suisse de Chimie ([7]), la structure (II) de celle correspondant aux pseudoionones, établie par l'hydrogénation suivie de la dégradation en acide puléganique (III). A l'inverse de (I), la structure (II) ne comporte pas de liaisons éthyléniques conjuguées.

La publication effectuée par O. Isler et ses collaborateurs nous amène à prendre date sur nos propres travaux; ceux-ci confirment la structure (II).

Nous avons obtenu la cétone isomère des pseudoionones avec un rendement atteignant 23 % de la théorie. Régénérée de sa semicarbazone F 137,5-138°, elle a pour caractères : $É_{1,3}$ 78-79°; d_4^{20} 0,9176; n_D^{20} 1,48290; $n_F - n_C$ 0,01154; RM_D 59,80 (calculé 59,10). Sa dinitro-2.4-phénylhydrazone (DNP) F 88-89°. La microozonolyse selon Dœuvre-Naves ([8]) indique 90-92 % $>C=CH_2$ et la présence de ce groupement est confirmée par l'examen infrarouge. De ce spectre on déduit que l'autre chaînon éthylénique est quaternaire ($>C=C<$). L'étude des absorptions ultraviolettes de la cétone et de ses dérivés montre qu'il n'y a pas conjugaison de liaison éthylénique, ce que confirme l'absorption infrarouge $\nu(C=O)$ de 1 720 cm^{-1}. La dégradation par l'hypoiodite montre qu'il s'agit d'une méthylcétone.

L'hydrogénation catalytique [$Pt(O_2)$; acétate d'éthyle; 20°; 730 mm] limitée à l'absorption de H_2 a saturé $>C=CH_2$. La dihydrocétone ($É_{2,5}$ 89-90°; d_4^{20} 0,9034; n_D^{20} 1,46848) donne une semicarbazone F 139,5-140°; une DNP F 94-06°.

La semicarbazone diéthylénique réduite selon Wolf-Kishner a donné l'hydrocarbure $C_{13}H_{22}$, $É_{1,8}$ 57-58°; d_4^{20} 0,8307; n_D^{20} 1,46870; $n_F - n_C$ 0,01117, qui a été hydrogéné [$Pt(O_2)$; acide acétique; 60°; 730 mm] en $C_{13}H_{26}$: $É_{1,8}$ 66°; d_4^{20} 0,8086; n_D^{20} 1,44552; $n_F - n_C$ 0,00804; RM_D 60,03 (calculé 60,03).

Le même hydrocarbure $C_{13}H_{26}$ (d^{20}; n_D^{20}; $n_F - n_C$; spectre infrarouge) a été obtenu en réduisant la cétone $C_{13}H_{20}O$ en alcool saturé [$Pt(O_2)$; acide acétique; 60°; 730 mm], déshydratant ce dernier par SO_4HK et hydrogénant à saturation [$Pt(O_2)$; acétate d'éthyle 20°; 730 mm]. L'hydrocarbure $C_{13}H_{24}$ ($É_{1,3}$ 56-57°; d_4^{20} 0,8224; n_D^{20} 1,45603; $n_F - n_C$ 0,00905; RM_D 59,56

(calculé 59,56) montre dans l'infrarouge $\nu(C=C)$ 1642 cm^{-1} ; $\delta(C-H)$ 910 et 968 cm^{-1} (groupement $-CH=CH_2$).

Les synthèses suivantes ont été effectuées :

n-propyl-2 paramenthane (IV) par la réaction du bromure de *n*-propylmagnésium sur un mélange des carvomenthones cis et trans, la déshydratation de l'alcool tertiaire sur SO_4HK en *n*-propyl-2 paramenthène-1 (spectre infrarouge : $\rangle C=C \langle$) et l'hydrogénation de ce dernier [$Pt(O_2)$; acide acétique; 60°; 725 mm]. Caractères de (IV) : $É_2$ 68-70°; d_4^{20} 0,8228; n_D^{20} 1,45202; $n_F - n_C$ 0,00815; RM_D 59,74 (calculé 60,03).

Méthyl-1 isopropyl-3 n-butyl-2 cyclopentane (V) par la réaction du bromure de *n*-butyl-magnésium sur un mélange des dihydrocamphrephorones cis et trans, la déshydratation de l'alcool tertiaire sur SO_4HK en méthyl-1 isopropyl-3 *n*-butyl-2 cyclopentène-1 (spectre infrarouge : $\rangle C=C \langle$) et l'hydrogénation de ce dernier [$Pt(O_2)$; acide acétique; 60°; 732 mm].

Les caractères de (V) et notamment de spectre infrarouge l'identifient aux deux préparations d'hydrocarbure $C_{13}H_{26}$ réalisées à partir de la cétone monocyclique $C_{13}H_{20}O$. Ainsi donc celle-ci possède le squelette de (V) et non celui de (IV) et sa structure est bien (II).

Les homologues ou analogues ci-après et leurs dérivés ont été obtenus :

A partir du méthyl-3 linalol, à côté des pseudoirones : le diméthyl-1.3 isopropylidène-3 (oxo-2$_3$ butyl)-2 cyclopentène-1 (16 % de la théorie). Régénéré de sa semicarbazone F 148-149° : $É_{1,5}$ 88-89°; d_4^{20} 0,9239; n_D^{20} 1,48640; $n_F - n_C$ 0,01193; RM_D 64,74 (calculé 63,73); spectre infrarouge : $\nu(C=O)$ 1719 cm^{-1}; $\nu(C=C)$ 1638 cm^{-1}; $\delta(C-H)$ 891 cm^{-1}; DNP F 107-109°. Dihydrocétone : $É_2$ 95-96°; d_4^{20} 0,9082; n_D^{20} 1,47412; $n_F - n_C$ 0,01002; RM_D 64,44 (calculé 64,10); semicarbazone F 152,5-154°; DNP F 107,5-109°.

La semicarbazone F 148-149° traitée selon Wolf-Kishner a donné le diméthyl-1.3 isopropylidène-3 butyl-2 cyclopentène-1; $É_{1,4}$ 60° d_4^{20} 0,8433; n_D^{20} 1,47388; $n_F - n_C$ 0,01074; hydrogéné en $C_{14}H_{28}$[$Pt(O_2)$; acide acétique;

60°; 734 mm] : $É_{2,4}$ 75-76°; d_4^{20} 0,8286; n_D^{20} 1,45515; $n_F - n_C$ 0,00800; RM_D 64,27 (calculé 64,65).

A partir du méthyl-3 linalol, à côté des méthyl-9 pseudoirones (*par l'α-méthyl-acétylacétate d'éthyle*) (20 % de la théorie) : le diméthyl-1.3 isopropylidène-3 (oxo-2_3 métho-2_2 butyl)-2 cyclopentène-1 : $É_3$ 96-97°; d_4^{20} 0,9265; n_D^{20} 1,48802; $n_F - n_C$ 0,01127; RM_D 64,12 (calculé 63,73); spectre infrarouge : ν(C=O) 1716 cm⁻¹; ν(C=C) 1640 cm⁻¹; δ(C—H) 890 cm⁻¹; semicarbazone F 152-153°.

A partir du mélange du (*cyclohexylidène-γ propyl*)*-éthynyl-méthyl-carbinol et du* (*cyclohexènyl-γ propyl*)*-éthynyl-méthyl-carbinol :* le méthyl-1 cyclohexényl-3 (oxo-2_3 butyl)-2 cyclopentène-1 [*voir* (9)]. Étude par E. Hoegger : l'alcool saturé [Pt(O_2); acide acétique; 60°; 729 mm] $É_{2,4}$ 140-141°; d_4^{20} 0,9445; n_D^{20} 1,48880; $n_F - n_C$ 0,00935; RM_D 72,775 (calculé 73,21) (cétone correspondante : semicarbazone F 142-143°; DNP F 51-52°) n'a pu être déshydraté en hydrocarbure éthylénique par les agents acides (cyclisation ?) : la pyrolyse du stéarate et celle du xanthogénate ont donné des produits indistincts. Le bromure (PBr_3 et pyridine) $É_{1,5}$ 120-125°; d_4^{20} 1,1177; n_D^{20} 1,49980; $n_F - n_C$ 0,00996; RM_D 79,43 (calculé 79,45) n'a pu être déshalogéné complètement par les métaux.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) W. Kimel et N. W. Sax, brevet U. S. n° **2 661 368** publié le 4 décembre 1953.

(2) R. N. Lacey, brevet anglais n° **741 047**, publié le 23 novembre 1955; *J. Chem. Soc.*, 1954, p. 827.

(3) M. F. Carroll, brevet anglais n° **762 656**, publié le 5 décembre 1956.

(4) Y. R. Naves, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1437; L. Givaudan et Cie, demande de brevet en Hollande n° **189 384** du 22 juillet 1954; brevet français n° **1 134 798** délivré le 10 décembre 1956 sur priorité de demande en Hollande; Y. R. Naves et P. Ardizio, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1480.

(5) P. Teisseire, *Recherches*, n° 5, 3 juin 1955.

(6) Y. R. Naves et P. Ardizio, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 1409.

(7) O. Isler, L. Chopart-*dit*-jean, W. Guex, G. Ryser et G. Saucy, *Chimia*, **11**, 1957, p. 103.

(8) Y. R. Naves, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 297.

(9) Y. R. Naves et P. Ardizio, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 1411.

(*Société Givaudan et Cie, Vernier-Genève, Suisse.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Réactivité des esters oxalacétiques monosubstitués aromatiques avec les aldéhydes cycliques.* Note (*) de M. **Georges Habib Labib**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les esters benzyl- et phénoéthyl-oxalacétiques ainsi que leurs dérivés *p*-substitués réagissent en milieu acétochlorhydrique à 100° avec les aldéhydes cycliques pour donner les α-cétobutyrolactones-β-γ substituées provenant soit de l'hydrolyse et de la décarboxylation des esters alcools cétoniques intermédiairement formés, soit de la condensation des acides α-cétoniques produits avec les aldéhydes.

Ayant préparé certains esters oxalacétiques de constitution

$$Ar-CH_2-CH(CO_2C_2H_5)-CO-CO_2C_2H_5 \quad \text{et} \quad Ar-(CH_2)_2-CH(CO_2C_2H_5)-CO-CO_2C_2H_5$$

nous nous sommes proposé d'examiner leur comportement vis-à-vis d'aldéhydes aromatiques en nous plaçant dans les conditions d'hydrolyse de ces esters aboutissant aux acides α-cétoniques correspondants $Ar-(CH_2)_2-CO-CO_2H$ et $Ar-(CH_2)_3-CO-CO_2H$.

Nous avons constaté que par contact prolongé en milieu acétochlorhydrique avec les aldéhydes : benzoïque, anisique et *p*-toluique les esters oxalacétiques donnent à 100° les α-cétobutyrolactones-β-γ substituées (I)

$$Ar'-CH{=}O + Ar-(CH_2)_n-\underset{\displaystyle CO-CO_2C_2H_5}{\underset{|}{CH}}-CO_2C_2H_5 \rightarrow Ar-(CH_2)_n-\overset{(\beta)}{CH}-\overset{(\alpha)}{CO} \;;\; Ar'-\overset{(\gamma)}{CH}-O-CO \quad \text{(I)}$$

On peut admettre qu'il y a réaction directe avec l'ester oxalacétique conduisant à un diester-cétone-alcool (II) instable donnant la cétolactone (I)

$$Ar'-CH{=}O + Ar-(CH_2)_n-\underset{\displaystyle CO-CO_2C_2H_5}{\underset{|}{CH}}-CO_2C_2H_5 \rightarrow Ar-(CH_2)_n-\underset{\displaystyle Ar'-CHOH}{\underset{|}{C}}(CO_2C_2H_5)-CO-CO_2C_2H_5 \quad \text{(II)}$$

On peut aussi penser à la formation aux dépens de l'ester oxalacétique de l'acide α-cétonique qui se condense avec l'aldéhyde selon le type de réaction connue.

Cette méthode permet d'accéder assez aisément aux cétolactones sans isoler préalablement l'acide α-cétonique; à part les cétolactones dérivées de l'ester benzyloxalacétique, les autres n'avaient pas encore été obtenues.

1. L'ester benzyloxalacétique $C_6H_5-CH_2-CH(CO_2C_2H_5)-CO-CO_2C_2H_5$ conduit par réaction avec les aldéhydes $Ar'-CH{=}O$ aux α-céto β-benzyl γ-arylbutyrolactones (III) (Rdt 26 à 29 %)

$$C_6H_5-CH_2-CH-CO \;;\; Ar'-CH-O-CO \quad \text{(III)}$$

$Ar' = C_6H_5$ F 136°, lactone obtenue par Erlenmeyer [1] par condensation de l'aldéhyde benzoïque avec l'acide benzylpyruvique en présence de ClH, par Mani [2], même condensation en milieu alcalin; $Ar' = C_6H_4(\underset{(4)}{OCH_3})$ F 115-116°, lactone obtenue par Mani [2] à partir de l'aldéhyde anisique et de l'acide benzylpyruvique; $Ar' = C_6H_4(\underset{(4)}{CH_3})$ F 125°, lactone obtenue par Mani [2] par réaction de l'aldéhyde *p*-toluique avec l'acide benzylpyruvique.

Mode opératoire. — On chauffe en milieu acétique en présence d'acide chlorhydrique quantités équimoléculaires d'ester et d'aldéhyde à 100° pendant 6 h; après élimination du solvant sous vide, le résidu est repris par l'éther; un épuisement par une solution de bicarbonate de potassium donne un liquide dont l'acidification provoque la précipitation d'une petite quantité d'acide α-cétonique; la liqueur résiduelle éthérée est agitée avec de la soude à 5 %, le liquide aqueux donne par acidification par ClH la cétolactone qui est purifiée par cristallisation dans l'alcool dilué.

Ces cétolactones, énolisables, sont parfaitement titrables (monoacides) en présence de phénolphtaléine et donnent en solution alcoolique assez concentrée une coloration rouge avec Cl_3Fe. Elles sont décomposées rapidement à chaud en milieu alcalin en donnant l'aldéhyde aromatique et l'acide α-cétonique.

L'étude de l'α-céto β-benzyl γ-(*p*-méthylphényl) butyrolactone F 125° nous a montré que l'hydrogénation de cette lactone par l'hydroborure de potassium conduit à la lactone alcool (IV) F 118°, alors que par le nickel de Raney, on obtient un isomère F 73-74°

$$\begin{array}{l} C_6H_5-CH_2-CH-C\begin{smallmatrix}H\\OH\end{smallmatrix} \\ \qquad\qquad\qquad\quad | \\ \underset{(4)}{(CH_3)}C_6H_4-CH\quad CO \\ \qquad\qquad\qquad \diagdown O \diagup \end{array}$$

(IV)

L'ester *p*-méthoxybenzyloxalacétique donne, dans des conditions de réaction identiques avec les mêmes aldéhydes, les cétolactones de structure (V)

$$\begin{array}{l} (CH_3O)-C_6H_4-CH_2-CH-CO \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\quad |\qquad\ | \\ \qquad\qquad\qquad\quad Ar'-CH\quad CO \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\quad \diagdown O \diagup \end{array} \qquad Ar' \begin{cases} C_6H_5 & F\ 106^\circ \\ C_6H_4\underset{(4)}{(OCH_3)} & F\ 113^\circ \\ C_6H_4\underset{(4)}{(CH_3)} & F\ 120^\circ,5 \end{cases}$$

(V)

2. La condensation de l'aldéhyde benzoïque ou de l'aldéhyde *p*-toluique avec l'ester phénoéthyloxalacétique conduit à l'obtention des cétolactones F 135° ou F 131°, de constitution (VI); avec l'aldéhyde anisique, nous n'avons pu isoler le produit pur

$$\begin{array}{l} C_6H_5-(CH_2)_2-CH-CO \\ \qquad\qquad\qquad\quad |\qquad\ | \\ \qquad\qquad\ Ar'-CH\quad CO \\ \qquad\qquad\qquad \diagdown O \diagup \end{array} \qquad Ar' \begin{cases} C_6H_5 & F\ 135^\circ \\ C_6H_4\underset{(4)}{(CH_3)} & F\ 131^\circ \end{cases}$$

(VI)

L'ester *p*-méthylphénoéthyloxalacétique donne avec l'aldéhyde benzoïque une lactone F 150°, avec l'aldéhyde anisique une lactone F 119-120° se transformant en un produit F 132°,5, avec l'aldéhyde *p*-toluique une lactone F 122° se transformant également par chauffage en un composé F 135°.

L'obtention des cétolactones est réalisée selon le processus décrit plus haut; toutefois le traitement préalable, avant la séparation des cétolactones en milieu

sodique, par une solution bicarbonatée conduit à l'isolement, à côté de l'acide α-cétonique $(CH_3)—C_6H_4—(CH_2)_2—CO—CO_2H$ F 55°, de l'acide méthyl-7 dihydro-3.4 naphtoïque-1 (VII) F 155-156° provenant de la cyclisation de l'acide α-cétonique formé, selon une réaction que nous avons précédemment indiquée ([3]), réaction favorisée par la présence du groupement (CH_3) en position para

CH₃— ... O ... CO₂H → CH₃— ... HO ... CO₂H → CH₃— ... CO₂H

(VII)

(*) Séance du 29 avril 1957.

([1]) *Ber. der Deuts. chem. Gesell.*, 35, 1902, p. 1938.

([2]) MAYER FÉLIX MANI, *Thèse Doct. Pharmacie*, Strasbourg, 1955.

([3]) G. HABIB LABIB, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 662.

(*Laboratoire de Pharmacie Chimique, Faculté de Pharmacie, Strasbourg.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation des β-cétoesters, par action des dérivés organocadmiens sur le chlorure du malonate acide d'éthyle.* Note de MM. PIERRE FRÉON et FRANK TATIBOUËT, présentée par M. Marcel Delépine.

Les β-cétoesters : $R—CO—CH_2—CO_2—C_2H_5$ ont été obtenus par l'action des dérivés organocadmiens R_2Cd sur le chlorure du malonate acide d'éthyle : $Cl—CO—CH_2—CO_2—C_2H_5$, les dérivés organocadmiens réagissant sur la fonction chlorure d'acide, sans intéresser le groupement ester.

Les β-cétoesters du type $R—CO—CH_2—CO_2—C_2H_5$, dont le premier terme seul est commercial, sont d'un accès relativement assez difficile au laboratoire.

Une étude critique des méthodes de préparation connues en 1932 a été faite par J. Décombe ([1]). Depuis cette époque, les principales méthodes ayant été utilisées et présentant un certain caractère de généralité, peuvent se résumer à deux des types, déjà classiques, auxquels il n'a été apporté que des améliorations de détail :

1° Réaction du type Claisen, employant le plus souvent l'amidure de sodium comme agent de condensation;

2° Condensation de l'acétylacétate d'éthyle avec un chlorure d'acide, en présence de sodium ou de magnésium et dédoublement du produit d'addition formé.

Cependant, ces diverses méthodes ne donnent généralement pas de bons rendements avec les premiers termes.

Il nous a paru intéressant d'essayer d'obtenir les β-cétoesters par l'action des dérivés organocadmiens R_2Cd sur le chlorure du malonate acide d'éthyle, ce dernier composé étant accessible à partir de matières premières peu coûteuses.

Préparation du chlorure du malonate acide d'éthyle. — On peut l'obtenir à partir du malonate d'éthyle, qu'on transforme d'abord en sel monopotassique :

$$CH_2\begin{cases} CO_2C_2H_5 \\ CO_2C_2H_5 \end{cases} + KOH \rightarrow CH_2\begin{cases} CO_2C_2H_5 \\ CO_2K \end{cases}$$

et sur lequel on fait agir le chlorure de thionyle :

$$CH_2\begin{cases} CO_2C_2H_5 \\ CO_2K \end{cases} + SOCl_2 \rightarrow CH_2\begin{cases} CO_2C_2H_5 \\ COCl \end{cases}$$

La première partie de la réaction s'effectue avec un rendement de 70 %, en traitant le malonate d'éthyle, en milieu alcoolique, par la quantité théorique de potasse, dans des conditions analogues à celles indiquées par Freund [2].

La deuxième partie de la réaction est réalisée dans des conditions assez semblables à celles données par Staudinger et Becker [3] :

Le sel monopotassique, soigneusement desséché, est mis en suspension dans l'éther anhydre et agité mécaniquement pendant quelques minutes, puis additionné, goutte à goutte, d'un léger excès de chlorure de thionyle. On termine la réaction en chauffant à reflux pendant une demi-heure et on laisse reposer une douzaine d'heures.

Le chlorure de potassium formé est essoré, ou mieux centrifugé, l'essorage étant très long.

Après avoir chassé de l'éther, le chlorure est distillé sous vide : É$_{4}$ 60-62°.

Le rendement est généralement de l'ordre de 30 %, et dépasse parfois 40 %.

Action des dérivés organocadmiens. — Le chlorure ci-dessus, fraîchement distillé, est condensé avec les dérivés organocadmiens, en milieu éthéré. Les résultats obtenus sont identiques lorsqu'on opère en milieu benzénique, et l'emploi d'un excès de dérivé organocadmien n'améliore pas les rendements.

Après préparation du dérivé organomagnésien correspondant, dosage de celui-ci, et passage au dérivé cadmien par addition de chlorure de cadmium, pulvérisé sec, dans les conditions habituelles, on ajoute peu à peu, en agitant

la quantité calculée du chlorure de malonate acide d'éthyle, dissout dans l'éther anhydre. On termine par un chauffage à reflux de 2 à 3 h.

Après décomposition par l'acide sulfurique dilué, extraction à l'éther et séchage, on distille l'ester β-cétonique sous pression réduite :

$C_2H_5-CO-CH_2-CO_2C_2H_5$ (É$_{13}$ 90°),
(*n*) $C_4H_9-CO-CH_2-CO_2C_2H_5$ (É$_3$ 88-93°),
(*n*) $C_6H_{13}-CO-CH_2-CO_2C_2H_5$ (É$_4$ 115-116°),
(*n*) $C_8H_{17}-CO-CH_2-CO_2C_2H_5$ (É$_4$ 142-150°).

Les rendements restent compris entre 17 et 25 %.

On voit que l'action des dérivés organocadmiens sur les chlorures des acides-esters β conduit aux β-cétoesters, le groupement chlorure d'acide étant seul intéressé par la réaction :

$$\begin{matrix} CO-Cl \\ | \\ CH_2 \\ | \\ CO_2-C_2H_5 \end{matrix} + \frac{1}{2}CdR_2 \rightarrow \begin{matrix} CO-R \\ | \\ CH_2 \\ | \\ CO_2-C_2H_5 \end{matrix} + \frac{1}{2}CdCl_2$$

Si l'on compare ces résultats, à ceux qu'on obtient lorsqu'on traite un chlorure d'acide-ester, dont les groupements fonctionnels se trouvent en positions autres que β (d'après les quelques faits déjà connus, ainsi que certains de nos travaux non encore publiés), on peut résumer l'action des dérivés organocadmiens, sur les chlorures d'acides-esters en général, de la façon suivante :

1° *Action des dérivés organocadmiens sur les chlorures d'acides-esters α.* — On n'a pas isolé jusqu'ici les α-cétoesters, ceux-ci réagissant à leur tour par leur groupement cétone, rendu actif vis-à-vis des organocadmiens par la présence du groupement ester situé en α. On aboutit uniquement à un alcool tertiaire-ester.

2° *Action des dérivés organocadmiens sur les chlorures d'acides-esters β, γ, δ, etc.* — On n'isole ici, au contraire, que les cétoesters correspondants, en positions β, γ, δ, etc., le groupement cétone formé étant pratiquement inactif dans ces conditions vis-à-vis des organocadmiens.

Il faut toutefois noter que les rendements en cétoesters sont nettement moins bons en position β qu'en positions γ, δ, etc. (20 % environ pour les dérivés β, contre 60 %, et plus, dans les autres cas).

(1) *Ann. Chim.*, **18**, 1932, p. 81-187.
(2) *Ber. Deutsch. Chem. Gesell.*, 17, 1884, p. 780.
(3) *Ber. Deutsch. Chem. Gesell.*, 50, 1917, p. 1023.

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'influence du solvant sur la fixation de l'acide bromhydrique par quelques allylbenzènes en présence de peroxydes.* Note (*) de MM. **Jacques Delobelle**, **Marcel Fetizon**, **Pierre Baranger** et Mlle **Jeanine Schalbar**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La fixation de BrH sur l'allybenzène ou le para-méthoxyallylbenzène (estragole) dans le toluène en présence de peroxyde de benzoyle donne le bromure primaire presque pur, tandis que la même réaction effectuée dans le nitrométhane donne un pourcentage élevé de bromure secondaire.

La publication récente (1) de travaux sur la fixation de l'acide bromhydrique sec sur les liaisons éthyléniques de quelques allybenzènes nous conduit à signaler des résultats similaires concernant la préparation du 1-*p*-méthoxy-phényl-3-bromopropane (I), à partir de l'estragole (II). Le bromure (I), qui constitue le point de départ d'une synthèse totale de certains diterpènes, prochainement publiée, a été obtenu de deux façons :

a. à partir de l'anisaldéhyde, par l'intermédiaire du *p*-méthoxycinnamate de méthyle et du *p*-méthoxyphénylpropanol (III), déjà connus (2).

$CH_3O-C_6H_4-CHO$

$\xrightarrow[\text{Pyridine / Piperidine}]{CH_2(COOH)_2}$ $CH_3O-C_6H_4-CH=CH-COOH \longrightarrow CH_3O-C_6H_4-CH=CH-COOCH_3$

$\xrightarrow{H_2[Pd]}$ $CH_3O-C_6H_4-CH_2-CH_2-COOCH_3 \xrightarrow{LiAlH_4} CH_3O-C_6H_4-CH_2-CH_2-CH_2OH$ (III)

$\xrightarrow{PBr_3}$ $CH_3O-C_6H_4-CH_2-CH_2-CH_2Br$ (I) $CH_3O-C_6H_4-CH_2-CH=CH_2$ (II)

b. A partir de l'estragole commercial II, par fixation directe de BrH en présence de peroxyde de benzoyle, au sein du toluène.

Les bromures obtenus dans les deux cas ont des constantes physiques très voisines :

Bromure obtenu selon *a* : (I *a*), $É_{0,2}$ 104-106° ; n_D^{19} 1,5493. Bromure obtenu selon *b* : (I *b*) $É_{0,06}$ 97° ; n_D^{19} 1,5502.

Le magnésien de chacun de ces bromures, traité par l'isocyanate de phényle, donne, comme constituant le plus abondant, l'anilide (IV) F 100-101° (cyclohexane), seul ou mélangé avec un échantillon authentique.

Analyse. — $C_{17}H_{19}O_2N$, calculé %, N 5,20 ; trouvé %, N 5,12.

$CH_3O-C_6H_4-CH_2-CH_2-CH_2-CO-NH-C_6H_5$ (IV)

Les bromures (I*a*) et (I*b*) ont donc bien la structure prévue; cependant, leurs spectres infrarouges ne sont pas absolument superposables; en particulier, une bande assez intense du spectre de (I*b*), à 1 000 cm^{-1} a été attribuée à une petite quantité de bromure secondaire (V); cette hypothèse a été confirmée par l'examen du spectre de ce bromure, $É_{0,6}$ 110-112°; n_D^{17} 1,5508, préparé par une méthode non ambiguë à partir de l'anéthole (VI) :

$CH_3O-C_6H_4-CH=CH-CH_3$ (VI)

$\xrightarrow[CH_3COOH]{Pb_3O_4}$ [$CH_3O-C_6H_4-CH(OCOCH_3)-CH(OCOCH_3)-CH_3$] $\xrightarrow{H^+}$ $CH_3O-C_6H_4-CH_2-CO-CH_3$

$\xrightarrow{BKH_4}$ $CH_3O-C_6H_4-CH_2-CH(OH)-CH_3$ $\xrightarrow{PBr_3}$ $CH_3O-C_6H_4-CH_2-CHBr-CH_3$ (V)

La formation de (V), lors de la fixation de BrH sur l'estragole, s'explique simplement si l'on admet la coexistence de deux mécanismes :

a. une attaque de (II) par le *réactif radicalaire* Br·, provenant de la fission homolytique de BrH, ce qui constitue le schéma réactionnel classique de Kharasch ([3]), ([4]), avec fixation de Br· en 3, où la densité électronique est la plus élevée;

b. une attaque de (II) par le *réactif cationoïde* $Br^{\delta\ominus} \ldots H^{\delta\oplus}$ (fission hétérolytique de BrH), qui conduit à (V) (règle de Markovnikov).

Le choix du solvant n'est donc pas indifférent, puisque la fission hétérolytique de BrH (« ionisation ») est d'autant plus aisée que la constante diélectrique du solvant est plus élevée.

Une étude préliminaire de la fixation de BrH, en présence de peroxyde de benzoyle au sein de divers solvants, a vérifié qualitativement cette prévision : dans le toluène (ε_{25} 2,379) ([5a]), on obtient un bromure primaire presque pur. Par contre, dans le nitrométhane (ε_{30} 35,87) ([5b]), on obtient beaucoup plus de bromure secondaire que de primaire, comme le montre la comparaison des spectres infrarouges des bromures isolés avec ceux des bromures primaire et secondaire purs, préparés comme (I*a*) et (V). Une bande intense à 1.000 cm^{-1},qui existe seulement pour le bromure secondaire, est particulièrement significative. Un résultat analogue est obtenu dans le cas de l'estragole.

Une étude quantitative de ce phénomène est actuellement en cours.

Ces faits sont à rapprocher de ceux précédemment publiés par Michael et Weiner ([6]), qui trouvent que le triméthyléthylène fixe l'acide bromhydrique à peu près exclusivement selon la règle de Markovnikov, si le solvant utilisé est l'acétone, même en présence de peroxydes.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) R. Quelet, R. Durand-Dran et R. Pineau, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1218.

(2) Ramart-Lucas et Amagat, *Comptes rendus*, 188, 1929, p. 640.

(3) Kharasch, Engleman et Mayo, *J. Org. Chem.*, 2, 1932, p. 288, 400 et 577.

(4) *Remick Electronic interpretation of organic chemistry*, 1949, p. 504.

(5a) Weissberger, *Technique of Organic Chemistry*, 7, New-York 1955, p. 73.

(5b) *Ibid.*, p. 219.

(6) *J. Org. Chem.*, 4, 1940, p. 531.

GÉOLOGIE. — *Chronologie du Quaternaire récent marocain. Principes de la corrélation fluviomarine.* Note de M. **Marcel Gigout**, présentée par M. Paul Fallot.

Les « alluvions limoneuses », plus récentes que les « limons rouges superficiels », ne forment qu'une terrasse climatique. Un diagramme résume les variations rythmées des régimes marin et fluvial; elles confirment le synchronisme entre alluvionnement fluvial et régression marine. Exemple de raccord eustatique. On définit un « dernier pluvial mineur », distinct du « dernier grand pluvial ».

Au Maroc, l'expression *alluvions limoneuses* s'applique généralement à des alluvions récentes, fines, pauvres en galets; leurs teintes sont assez claires, grises ou beiges, et leur surface n'est altérée ni par l'encroûtement calcaire, ni par la tirsification; leurs altitudes par rapport au lit actuel ne dépassent qu'exceptionnellement une quinzaine de mètres pour les portions rétrécies des grands oueds.

On a décrit le plus souvent deux terrasses faites de ce matériel limoneux. Une enquête sur les cours inférieurs de l'Oum-er-Rbia, du Cherrat, du Bou-Regreg, du Sebou, de l'Ouerrha, du Beth et de la Moulouya m'a convaincu que seule la terrasse supérieure correspond à un épisode climatique passé. Ses altitudes n'ont pas la constance voulue pour être attribuées à l'eustatisme. La terrasse inférieure peut manquer, ou être remplacée par plusieurs gradins; c'est en réalité le lit majeur moderne, et quelques restes des états intermédiaires entre la terrasse supérieure climatique et le moderne. Dans le cas du Sebou et de ses affluents, lorsqu'ils pénètrent dans la plaine du Rharb, les gradins d'abrasion disparaissent en se raccordant à la plaine même, qui constitue le lit majeur où l'alluvionnement se poursuit actuellement. M. Euzennat et A. Luquet m'ont montré par les ruines romaines de Banasa et les traces d'occupation plus anciennes, que l'alluvionnement est de l'ordre de 3 m depuis le début de notre ère et de 8 m depuis l'installation la plus ancienne, qui ne serait pas antérieure au IVe ou Ve siècle avant J.-C.

J'estime que le terme de Rharbien (1) doit s'appliquer à toutes ces alluvions limoneuses, qui ont la même nature pétrographique, le même

faciès. On est alors conduit à distinguer un *Rharbien ancien*, qui est l'épisode climatique responsable de la terrasse limoneuse supérieure, et un Rharbien actuel, correspondant aux alluvions modernes. Le Rharbien ancien est daté dans le Bou-Regreg par un horizon à poteries néolithiques que j'ai signalé en 1954 (²).

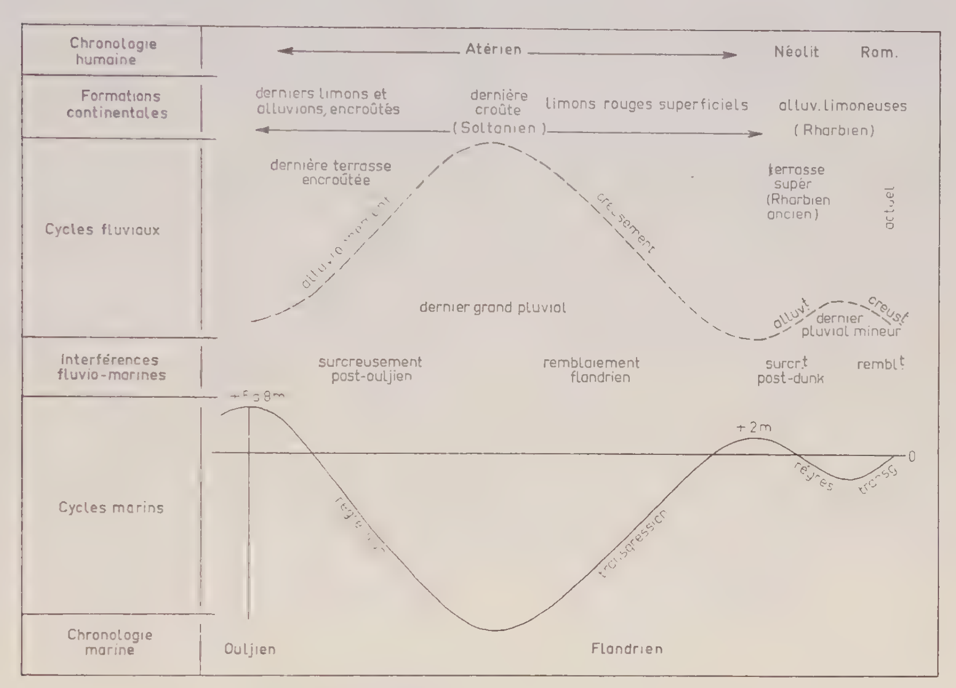


Fig. 1. — Rapports des événements et sédiments marins et continentaux du Quaternaire récent au Maroc occidental.

Les *limons rouges superficiels* ou supérieurs, ou subaériens, sont encore souvent confondus avec les alluvions limoneuses du Rharbien ancien. Il en est ainsi dans le lexique stratigraphique du Maroc, récemment paru. On a pourtant plusieurs preuves de leur indépendance :

1° D'abord les teintes, reflets des conditions climatiques lors des dépôts : les uns sont rouges ou bruns, les autres de teintes plus claires, tirant sur le gris clair ou le beige;

2° La tirsification, qui est une altération liée aussi au climat, n'affecte que les limons superficiels, non les alluvions rharbiennes;

3° J'ai montré que la plage flandrienne de + 2 m repose sur les limons rouges superficiels, tandis que le même Flandrien des rias supporte les alluvions rharbiennes (³);

4° Enfin les industries humaines les plus récentes que l'on connaisse au sein des limons supérieurs, ou dans leurs équivalents probables sous grottes, sont atériennes (Paléolithique supérieur), tandis que le Rharbien ancien est néolithique.

A mon avis, le terme Soltanien ([1]) s'applique aux limons rouges superficiels, à leurs équivalents sous grottes, mais en aucun cas aux alluvions limoneuses précédemment définies. Les limons rouges superficiels existent sur tout le relief, et notamment sur les « dernières alluvions encroûtées » qui forment la terrasse immédiatement antérieure à celle des alluvions limoneuses néolithiques. La terrasse du Rharbien ancien s'abaisse près des embouchures pour disparaître au niveau de la mer. Je l'ai montré en 1951 pour l'Oum-er-Rbia, et il en est de même pour les autres rivières marocaines. Cela entraîne la notion que *la phase de sédimentation fluviale correspond à la régression marine.* Sur cette base, admise maintenant par plusieurs géologues marocains ([4]), j'ai représenté par deux courbes opposées les variations rythmées de la mer et des fleuves (*fig.* 1); les sédiments et épisodes s'y intègrent de façon satisfaisante. Notons que le dernier creusement fluvial entraîne une transgression très récente, encore hypothétique. Le diagramme fait aussi ressortir deux périodes pluviales distinctes, séparées par le Flandrien de + 2 m. Le pluvial post-ouljien est incontestablement le plus important; il est universellement compris comme l'équivalent du Würm européen; je le nomme « dernier grand pluvial », pour le distinguer du pluvial postérieur au maximum marin de + 2 m, qui était mal connu au Maroc ([4]), et pourra être désigné par « *dernier pluvial mineur* »

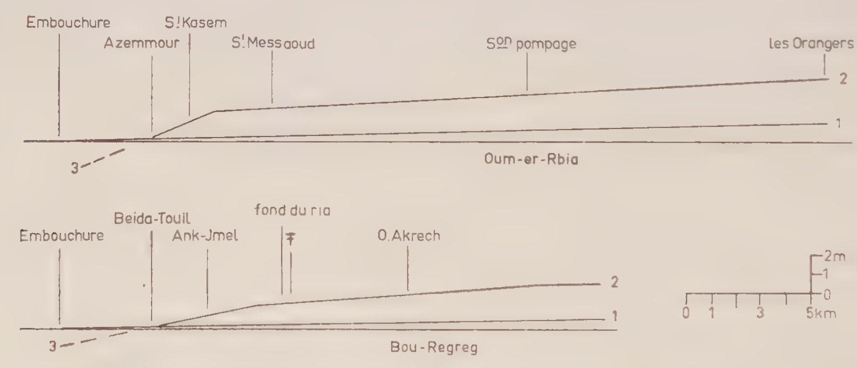


Fig. 2. — Profils en long des cours inférieurs de l'Oum-er-Rbia et du Bou-Regreg. 1, profil actuel, à l'étiage; 2, profil de la terrasse supérieure d'alluvions limoneuses (Rharbien ancien); 3, surcreusement (déduit) par érosion remontante d'origine eustatique, contemporain du Rharbien ancien. Les longueurs sont prises dans l'axe des vallées.

Il reste à examiner l'influence des variations eustatiques (du niveau de base marin) sur l'alluvionnement fluvial, autrement dit le raccord fluvio-marin.

1° A la transgression, la mer s'engage dans l'estuaire à un moment où la rivière creuse; pour le Bou-Regreg, j'ai montré en 1954 ([2]) que la mer flandrienne de + 2 m s'avançait en ria jusqu'à 9 km du goulot de Rabat-Salé.

2° A la régression marine entre Ouljien et Flandrien correspond le surcreusement prouvé des estuaires ([5]), par érosion remontante. La dernière terrasse encroûtée est contemporaine de cet épisode. Il faut donc s'attendre à ce qu'elle n'existe pas au voisinage de l'estuaire. Effectivement on ne la connaît pas dans la partie basse des rivières.

3° De son côté la régression finiflandrienne a dû produire une autre érosion remontante, contemporaine des alluvions du Rharbien ancien. De fait ces alluvions fluviales n'existent pas en aval d'Azemmour pour l'Oum-er-Rbia, ou de Beida-et-Touil pour le Bou-Regreg; ce sont des dépôts modernes d'estuaire qui les relaient. Le raccord entre la terrasse limoneuse supérieure et la mer en régression se faisait par une portion plus inclinée, qu'accusent bien les profils en long pour l'Oum-er-Rbia et le Bou-Regreg (*fig.* 2) : on voit qu'une rupture de pente marque la limite d'influence de la régression sur la terrasse fluviale. Cette limite de l'action eustatique est le « point neutre inverse » de L. Trevisan ([6]).

([1]) G. Choubert, F. Joly, M. Gigout, J. Marçais, J. Margat et R. Raynal, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 504.

([2]) *C. R. Soc. géol. Fr.*, n° 12, 1954, p. 266.

([3]) *Ibid.*, n° 5, 1952, p. 78. Il m'est arrivé, dans plusieurs Notes ultérieures, de désigner à tort l'épisode flandrien de + 2 m par le terme Dunkerquien.

([4]) J. Margat fait mention d'un 5e pluvial daté de la régression post-flandrienne (*Notes Serv. géol. Maroc*, 7, 1953, p. 128).

([5]) G. Lecointre, *Mém. Soc. sc. nat. Maroc*, n° 14, 1926, p. 81.

([6]) *C. R. Congrès internat. géogr. Lisbonne*, 2, 1949, p. 511.

GÉOLOGIE. — *Sur l'âge et les modalités des phénomènes de charriage au Timor portugais.* Note de MM. **Robert Gageonnet** et **Marcel Lemoine**, transmise par M. Paul Fallot.

Phase majeure (charriages), début du Néogène. Phase atténuée (plis simples) : Plio-Pléistocène. Surrection actuelle de l'île. Lors des charriages, rôle essentiel de la gravité; dislocation et dispersion sur le flysch autochtone des masses en cours de charriage.

Deux Notes précédentes ([1]) ont esquissé la composition des éléments tectoniques qui apparaissent au Timor portugais. Compte tenu de l'état actuel de nos connaissances, nous allons maintenant tenter de préciser l'âge et la nature des phénomènes tectoniques qui ont abouti à la structure actuelle.

A. *Existence de plusieurs périodes de mouvements.* — Au cours du Tertiaire et du Quaternaire, des mouvements se sont produits, avec des intensités variables, avant et après le dépôt de la série de Viqueque, néogène et

quaternaire [1] : on observe en effet de façon extrêmement nette une *différence de style tectonique* très importante entre cette série, aux plis simples et réguliers, et les termes plus anciens de l'autochtone, qui sont presque toujours violemment plissés et écaillés. Cette différence est due à une importante *discordance* dont l'existence est confirmée par les faits suivants :

La série de Viqueque, transgressive, peut indifféremment reposer sur le Trias, le Jurassique ou l'Éocène de l'autochtone, aussi bien que sur des éléments charriés : près de Bibileu à l'Ouest de Viqueque, les marnes et les sables de la série de Viqueque reposent sur du calcaire Fatu perforé par des Pholades. De même, de l'Ouest de Same à l'Est d'Alas, tout le long du bord sud du massif cristallophyllien et éruptif charrié Suro-Cablac-Manufai, les sables et conglomérats de la série de Viqueque reposent, très tranquilles, à cheval sur l'autochtone plissé et sur le bord du massif charrié. Ces conglomérats contiennent d'ailleurs en abondance des matériaux provenant du complexe charrié. Enfin, sauf exceptions, on ne connaît pas de klippes du complexe charrié reposant sur la série de Viqueque. Parfois, certains affleurements plus ou moins étendus de terrains d'origine exotique apparaissent, sur une carte détaillée, complètement entourés par la série de Viqueque. Nous avons pu nous assurer dans un certain nombre de cas qu'il s'agissait de reliefs anciens qui ont été progressivement submergés par les sédiments plio-pléistocènes.

La série de Viqueque s'est donc déposée après une *première phase orogénique, majeure*, au cours de laquelle s'est mis en place le complexe charrié, aussitôt soumis à une érosion active. La direction générale du mouvement, mal définie, paraît avoir été Nord-Sud. Une *deuxième phase, très atténuée*, date du Pléistocène. Elle affecta la série de Viqueque et l'ensemble déjà très bouleversé de l'autochtone et du complexe charrié, de plis simples et réguliers, de direction générale Ouest-Sud-Ouest-Est-Nord-Est.

Quant aux récifs quaternaires, soulevés à plusieurs centaines de mètres d'altitude [3], à peine gauchis, ils témoignent d'une surrection générale de l'île qui se poursuit encore vraisemblablement à l'heure actuelle.

B. *Age de la phase majeure.* — Elle correspond à la mise en place sur l'autochtone (Permien à Éocène) des différents éléments du complexe charrié (Permien à Oligocène). Le phénomène que nous essayons de situer dans le temps ne fut pas instantané; les différentes unités ont pu arriver l'une après l'autre. Bien plus, une période initiale de compression maxima a pu fort bien être suivie d'une période plus ou moins longue au cours de laquelle les masses charriées ont poursuivi leur course sous l'influence de la gravité : leur arrivée peut dans ce cas n'être qu'un « écho » plus ou moins lointain de la phase de compression crustale qui est à l'origine de leur mouvement.

Ceci dit, en remarquant que les éléments charriés peuvent reposer sur la série de Bibileu éocène, que la partie supérieure des calcaires Fatu est oligocène, et que la série de Viqueque débute dans la moitié inférieure du Néogène (Tertiaire f_2-f_3, c'est-à-dire à peu près Burdigalien supérieur-Helvétien, d'après les déterminations de J. Sigal), nous pouvons préciser les limites entre lesquelles le phénomène a dû se produire : S'il a pu débuter plus tôt, dans les régions plus septentrionales d'où proviennent les éléments exotiques, il ne s'est manifesté, sur l'aire étudiée, qu'au plus tôt, *après l'Éocène (étant entendu que certains calcaires Fatu n'ont pu arriver qu'à la fin de l'Oligocène), et devait être terminé vers le milieu du Miocène.*

C. *Modalités de la mise en place du complexe charrié.* — L'examen d'une carte géologique même sommaire ([4]) montre que, si l'autochtone du Timor oriental constitue une masse puissante et homogène, occupant de très larges surfaces, par contre les éléments qui constituent ce que nous sommes obligés d'appeler le *complexe* ([2]) charrié sont presque partout très morcelés et disséminés, et *reposent très souvent directement sur l'autochtone, côte à côte, même s'ils appartiennent à des « unités » primitivement superposées.* Une reconstitution « en pointillé » de parties manquantes supposées enlevées par l'érosion n'aurait guère de sens : Nous ne pouvons ici parler de « nappes » continues et régulièrement superposées, mais simplement dire que les différents éléments du complexe ont dû passer primitivement les uns par dessus les autres, provenant d'aires originelles plus lointaines pour les « unités » plus élevées que pour les « unités » inférieures. Leur morcellement et leur éparpillement doivent être dus à des conditions de mise en place très particulières. Parmi les phénomènes complexes qui ont abouti à l'état de choses actuel, certains sont comparables à ceux évoqués par M. Lugeon et E. Gagnebin ([5]) pour les nappes préalpines de Suisse et de Savoie.

Le rôle de la *gravité* a dû être essentiel. Le morcellement des « nappes » s'expliquerait par leur *disjonction* ([5]) sous l'effet de leur propre poids, avec ou sans l'aide de l'érosion, donnant naissance à un essaim de blocs indépendants dont les dimensions peuvent aller de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres. Ces masses disjointes ont pu ainsi, tels des glaçons partant à la dérive lors de la débâcle, poursuivre, lentement, chacun pour soi, leur route essentiellement régie par les caprices d'une surface topographique qui pouvait d'ailleurs être continûment modifiée par l'érosion. On conçoit aisément que chaque bloc en mouvement (calcaire Fatu par exemple), ayant tendance à descendre vers le bas, peut aller reposer jusque sur l'autochtone, soit en dépassant le front des unités sous-jacentes, soit en *remplissant les creux* ([5]) dus à la disjonction ou à l'érosion de celles-ci. Il n'est pas exclu que de tels mouvements aient pu se poursuivre jusqu'à l'époque actuelle, surtout si l'on tient compte

de la surrection de l'île et de son relief constamment rajeuni. Des éléments exotiques peuvent évidemment par ce processus, aller reposer sur des termes récents de la série de Viqueque, sans qu'on puisse pour cela parler de « phase orogénique ».

Les propriétés mécaniques de l'autochtone, où dominent les formations argilo-gréseuses du flysch (1) sur lesquelles se sont déplacées les masses charriées, ont dû jouer un rôle important. La structure complexe de cet autochtone montre d'ailleurs qu'il a subi les effets de ces mouvements, et il peut même être impliqué dans des écaillages qui intéressent le complexe charrié. Il joue un rôle analogue à celui de la série charriée de Sonnebait au Timor occidental (4), où, d'ailleurs, D. de Waard (5) est récemment arrivé à une conception tectonique qui s'apparente dans une certaine mesure à la nôtre. Quoiqu'il en soit, Timor a, comme toute autre chaîne, son style tectonique propre, en partie déterminé par la nature de son matériel, et auquel un schéma valable ailleurs ne peut être appliqué sans précautions.

(1) R. Gageonnet et M. Lemoine, *Comptes rendus*, **294**, 1957, p. 2168 et 2246.

(2) H. R. Grunau, *Ecl. Geol. Helv.*, **46**, 1953, p. 29-37.

(3) H. A. Brouwer, *Summary of the geological results: Geol. Exp. to the Lesser Sunda Islands*, **4**, 1942, p. 154-160.

(4) *Voir* cartes dans Grunau (1953) et dans Brouwer (1942).

(5) *Mém. Soc. Vaud. Sc. Nat.*, 7, nº 1, 1941.

(6) *Indonesian Journal for Natural Science*, **110**, p. 1-8, 9-20, 143-153, 154-160.

GLACIOLOGIE. — *Mesures et enregistrements telluriques sur le glacier d'Aletsch.*

Note de Mlle **Colette Lefèvre** et M. **Hugo Fournier**, présentée par M. André Danjon.

Des courants électriques continus ou lentement variables, courants naturels (telluriques) ou artificiels, peuvent circuler dans la glace malgré la résistivité énorme d'un tel milieu. Nous avons pu mesurer des résistivités de l'ordre de la dizaine de mégohms-mètre. Nous montrons que les différences de potentiel entre deux prises de glace peuvent être mesurées ou enregistrées grâce à un dispositif électrométrique.

Au Laboratoire de Géophysique appliquée de la Faculté des Sciences de Paris, nous étudions particulièrement les variations telluriques rapides. Or les procédés classiques d'enregistrement tellurique s'avèrent inopérants quand la résistance des prises de terre devient énorme.

C'est précisément ce qui se passe sur une roche aride ou sur un sol gelé, sur un glacier, sur une banquise ou sur un inlandsis. La glace, en particulier, est presque un isolant parfait : sa résistivité électrique, en effet, est de l'ordre de grandeur des dizaines de mégohms-mètre. Serait-elle un

isolant parfait qu'il existerait quand même au sein de cette glace un champ électrique, que nous continuerons à appeler un champ tellurique. C'est précisément ce champ que nous avons voulu mesurer.

Pour y parvenir, il suffit en principe d'utiliser un électromètre, et de prendre les précautions qui s'imposent en matière de mesures électrométriques. Nos associés dans cette recherche, P. Albertinoli, André Blum, J. Girard, ont construit pour nous un amplificateur électrométrique, de type classique, comportant un tube-électromètre double (Mazda 6196) suivi d'un étage d'amplification en courant continu, avec une triode double 3A5. L'amplification, en volts, de cet amplificateur électrométrique est voisine de 7. L'appareil, destiné à fonctionner sur le terrain dans les conditions les plus dures, est construit de façon telle qu'il soit léger, robuste et stable.

Le montage fut éprouvé d'abord en banlieue parisienne, où le Laboratoire dispose d'une petite station d'essais comportant deux courtes lignes telluriques identiques, parallèles. La résistance de leurs prises de terre est de l'ordre de 200 Ω. L'une des lignes nous sert de témoin : elle permet d'effectuer un enregistrement tellurique normal en se servant d'un galvanomètre placé en série sur la ligne. Sur l'autre ligne, nous intercalons une résistance élevée, de 100 MΩ ou davantage, et nous insérons l'amplificateur. Sur la même bande photographique, nous enregistrons alors côte à côte les déviations des deux galvanomètres, dont le premier, avons-nous dit, se trouve placé directement en série sur la ligne normale, tandis que le second est à la sortie de l'amplificateur. Nous constatons que les deux courbes enregistrées ont des ordonnées pratiquement proportionnelles, la sensibilité étant bien entendu plus grande avec la seconde ligne qu'avec la première.

C'est alors que nous avons pu expérimenter l'appareillage sur le glacier suisse d'Aletsch, grâce au précieux concours d'Albert Bauer et des Expéditions Polaires françaises. Voici le dispositif utilisé : la ligne tellurique est longue de 200 m; les électrodes consistent en quelques mètres carrés d'un treillage de fil de fer galvanisé enfouis sous une couche de névé. Le treillage de l'une des électrodes est replié sur la surface du glacier de façon à former un plancher conducteur qui sert de « masse » commune à tous les appareils posés sur lui, et sur lequel se place l'opérateur. La connexion entre l'électrode lointaine et la grille de commande du tube électromètre se trouve assurée par le conducteur axial d'un câble coaxial de faible section. Sur une longueur de quelques mètres à partir de l'amplificateur, la tresse métallique extérieure du coaxial est portée au même potentiel que le boîtier extérieur de l'amplificateur. Au-delà de ces quelques mètres, la tresse présente une solution de continuité de façon que le reste de cette tresse forme un conducteur isolé, sans connexion électrique ni

avec la masse, ni avec l'électrode lointaine. Le courant de sortie de l'amplificateur est envoyé dans un galvanomètre dont le spot lumineux peut être à volonté observé directement sur une échelle divisée pour des mesures visuelles de déviations, ou enregistré photographiquement sur une bande de papier à déroulement uniforme.

Un potentiomètre de prospection permet d'établir commodément une petite différence de potentiel, de quelques millivolts, entre l'électrode-plancher et le boîtier métallique de l'amplificateur. On ajuste le potentiomètre de façon à équilibrer la petite dissymétrie électrique naturelle que présentent ces électrodes. L'amplificateur doit donc reposer sur une planchette isolante, dont l'isolement peut, sans inconvénient, n'être que des plus médiocres. De même, les fils qui servent à connecter l'électrode-plancher et le potentiomètre, le potentiomètre et l'amplificateur, l'amplificateur et l'enregistreur, ne sont que des fils isolés ordinaires.

Ce mode opératoire a fonctionné de manière pleinement satisfaisante. Nous avons obtenu d'abord, sans difficulté, des enregistrements telluriques sur glace. Les enregistrements n'ont été troublés ni par les déplacements, ni par les manœuvres de l'opérateur. Pour étalonner l'appareil, nous avons pu opérer exactement comme en prospection électrique courante, en nous servant du potentiomètre : lorsqu'on insère dans le circuit une force électromotrice donnée, de n millivolts, le spot du galvanomètre dévie brusquement d'une quantité proportionnelle à n.

Nous avons alors voulu démontrer qu'on pourrait effectuer également, sur glace, les mêmes mesures de prospection électrique par courants continus artificiels qu'on a l'habitude d'effectuer sur terre. Pour cela, nous avons installé une seconde ligne, avec deux nouvelles prises de glace, et un câble isolé ordinaire pour assurer leur connexion. Cette ligne sert à injecter dans la glace un courant d'intensité infime fourni par une petite pile sèche. Quand on ferme l'interrupteur de la ligne d'injection, le spot du galvanomètre de la ligne de mesure dévie brusquement d'une quantité qui permet d'évaluer la différence de potentiel apparaissant entre les électrodes de mesure, du fait que le courant continu artificiel circule dans la glace. Nous avons obtenu 10 MΩ-m comme résistivité apparente d'une tranche de glace épaisse d'une cinquantaine de mètres.

Il résulte de nos expériences que cette technique électrométrique permet d'appliquer sur glace, sur neige ou sol gelé n'importe lequel des procédés classiques de la prospection électrique courante. Par la méthode tellurique, et surtout par la méthode magnéto-tellurique, on doit pouvoir étudier la nature et la structure du « sol » qui forme le soubassement des calottes glaciaires. Par les sondages électriques classiques, on peut espérer pouvoir mesurer commodément l'épaisseur des banquises, des sols gelés et même des inlandsis.

HISTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Particularités histologiques de la tige âgée du* Trachymene compressa *Rudge, subsp.* platyptera *Bunge.* Note (*) de M. **Robert Lemesle**, présentée par M. René Souèges.

Dans la tige âgée du *Trachymene compressa*, le bois secondaire renferme de volumineux paquets de fibres libriformes. On y remarque, d'autre part, l'existence de pseudo-trachéides lesquelles se distinguent ici par leur paroi percée de perforations, particularité non encore signalée.

Dans un précédent travail [1], nous avons donné quelques indications sur la structure écologique de la jeune tige du *Trachymene compressa* Rudge, subsp. *platyptera* Bunge, Ombellifère-Hydrocotyloïdée. Cette plante, classée dans la section *Platymene* DC. du genre *Trachymene*, se trouve dans des stations xérothermiques du Sud-Ouest de l'Australie, entre Port du Roi Georges et la rivière des Cygnes. Cette sous-espèce se distingue par les rameaux aériens munis de deux larges ailes, particularité exceptionnelle dans la famille des Ombellifères.

La présente Note sera consacrée à la description de la tige âgée de cette plante. Au niveau étudié, notre échantillon, de section transversale cylindrique, atteignait un diamètre de 3,5 mm; il portait encore latéralement une expression aliforme d'une largeur de 2 mm caractérisée par un parenchyme du type isolatéral diplophylle.

Comme chez le *Trachymene ericoides* Sieb., le *Tr. linearis* Spreng., le *Tr. buxifolia* Sieb., le *Tr. Clelandi* Maid. et Bech., le *Tr. effusa* Benth., espèces décrites antérieurement, le liège a ses initiales dans l'assise sous-épidermique [2].

La zone corticale, dépourvue de fibres et de scléréides, se réduit à 4-5 assises d'éléments à paroi cellulosique. Elle possède, par places, des canaux sécréteurs entourés d'une gaine de cellules légèrement collenchymateuses; la section de ces canaux est ovale ou elliptique (110 μ de plus grand calibre).

Le liber et le bois secondaires se réunissent en un anneau complet. Le liber est partagé en compartiments en forme de troncs de cône séparés par des rayons médullaires largement dilatés en éventail. Chacun de ces cônes libériens est muni extérieurement d'un petit cordon fibreux péricyclique auprès duquel on remarque un ou deux canaux sécréteurs dont la lumière peut atteindre 55 μ. Les cônes libériens se composent de parenchyme renfermant des strates de tissu criblé et de nombreux canaux à oléo-résine dont le calibre peut s'élever jusqu'à 70 μ.

Le bois secondaire forme un cylindre assez asymétrique; il renferme quelques plages de parenchyme cellulosique. Mais la majeure partie de ce cylindre ligneux se sclérifie, avec une prédominance marquée des éléments fibreux à lumen extrêmement réduit. Vues en coupe transversale, ces fibres affectent la forme polygonale; l'épaisseur de leur paroi est de 6 à 10 μ. Les vaisseaux sont groupés en amas plus ou moins étendus, sans orientation nette; leur section est circulaire (maximum 36 μ) ou ovale (55 μ de plus grand calibre). Ce cylindre ligneux circonscrit une moelle comprimée, formée d'un parenchyme sclérifié à la périphérie; quelques canaux sécréteurs se montrent épars dans la zone circummédullaire.

Les principaux caractères xérophytiques de cette Ombellifère sont les suivants : 1° la prépondérance, dans le bois secondaire, de volumineux paquets de fibres scléreuses à paroi épaisse et disposées irrégulièrement; 2° la réduction de la moelle; 3° le grand nombre des canaux sécréteurs et leur large lumière.

Il restait à examiner la nature des éléments vasculaires et fibreux du cylindre ligneux. Les cloisons séparatrices des constituants des vaisseaux se trouvent à des intervalles de 70 à 250 μ; ces cloisons parfois horizontales, mais bien plus souvent obliques, sont percées de perforations simples, ovoïdes ou elliptiques. En général, ces perforations n'occupent pas toute la surface de la cloison : nous avons aperçu, par places, des cloisons fortement obliques mesurant jusqu'à 72 μ de plus grand diamètre et dont la perforation ne dépassait pas 18 μ. Les faces latérales des éléments vasculaires sont pourvues de ponctuations aréolées nombreuses, rapprochées, tantôt ovoïdes ou elliptiques, tantôt fortement étirées.

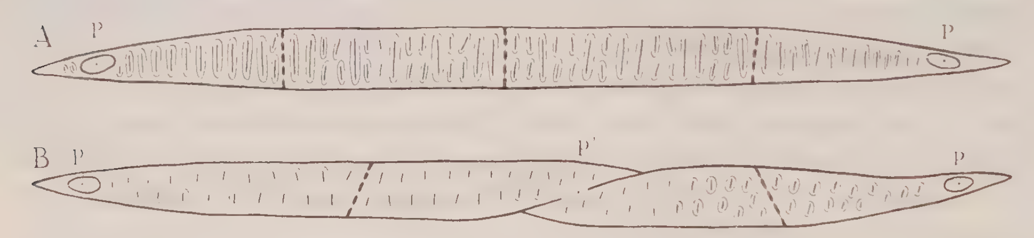


Fig. 1 (schématique). — Pseudo-trachéides perforées de *Trachymene compressa*. En A, on voit de face les perforations *p* à chaque bout. En B, superposition de deux pseudo-trachéides; *p*, perforations vues de face; *p'*, perforation vue de profil.

Quant aux fibres du bois secondaire, elles se font remarquer par leur forme fréquemment un peu flexueuse, leurs extrémités effilées, puis par la présence, sur leurs faces, de fentes obliques et croisées sans aréoles : il s'agit de fibres libriformes, lesquelles constituent l'élément prédominant du cylindre ligneux. Leur longueur varie de 150 à 400 μ.

Cependant, surtout au voisinage des vaisseaux, certaines fibres se distinguent par leurs faces munies de ponctuations aréolées elliptiques ou étirées; leurs fentes ne touchent pas le pourtour de l'aréole. La paroi de ces fibres est percée de perforations situées tantôt près des extrémités, tantôt plus loin, parfois même vers le milieu. Nous sommes en présence de « trachéides ouvertes ». Leur longueur ne dépasse guère 200 μ.

Dans les mêmes régions, nous remarquons, d'autre part, des éléments lignifiés, lesquels forment des files verticales terminées en pointe à chaque bout. Chacune de ces files, d'une longueur de 160 à 300 μ, se compose de 2 à 4 cellules allongées, à faces pourvues de ponctuations aréolées, les unes elliptiques, les autres fortement étirées. Leurs parois transversales,

horizontales ou légèrement obliques, sont creusées de petits pores. Ces éléments, semblables aux « pseudo-trachéides » décrites par nous chez le *Degeneria* (³) et chez quelques Bruniacées (⁴), s'en distinguent toutefois ici par une particularité non encore rencontrée : la paroi percée de perforations situées au voisinage de chaque extrémité (*fig.* 1, A). Nous les désignerons sous le terme de « pseudo-trachéides perforées ». Ces perforations établissent une communication, soit entre deux pseudo-trachéides superposées (*fig.* 1, B), soit entre une pseudo-trachéide et une trachéide ouverte.

La présence de telles « pseudo-trachéides perforées », dans le bois de cette Ombellifère, nous semble constituer un fait nouveau non encore signalé jusqu'à présent chez une Dicotylédone.

(*) Séance du 29 avril 1957.

[1] *Ann. Sc. nat. Bot.*, 10e série, 8, 1926, p. 1-141.

[2] Une telle homogénéité, en ce qui concerne le lieu de formation du périderme, ne se retrouve pas dans les diverses espèces d'un genre australien voisin, le *Xanthosia*. D'après nos observations récentes, chez le *Xanthosia pilosa* Rudge, le liège est encore sous-épidermique. Mais chez *X. tridentata* DC., il prend naissance plus profondément aux dépens d'une des assises de la zone corticale externe. Chez le *X. ciliata* Hook. et le *X. rotundifolia* DC., le périderme a ses initiales dans la région médiane du parenchyme cortical.

[3] *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 1122.

[4] *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 165.

MYCOLOGIE. — *Les asques des Sordariales*. Note (*) de M. **Marius Chadefaud** et Mme **Jacqueline Nicot**, présentée par M. Roger Heim.

Dans une précédente publication [1], l'un de nous a caractérisé les Sordariales, du point de vue des asques, par la quasi-réduction de l'appareil apical de ceux-ci à un anneau apical simple ou double, non amyloïde, remarquable par sa minceur et la largeur de son ouverture, anneau qui peut demeurer rudimentaire et même, dans certains genres (tels que les *Melanospora*) ne plus se différencier du tout. Mais la structure de cet appareil apical n'a fait jusqu'ici l'objet d'aucune étude suffisamment approfondie, ni d'aucune description tout à fait adéquate. Les travaux de J. Chenantais [2] à son sujet, malgré leur grande valeur, sont maintenant trop anciens; ceux de Cl. Moreau [3], beaucoup plus récents, ont été faits en fonction des conceptions formulées en 1942, quant à la structure fondamentale de l'appareil apical des asques, par M. Chadefaud [4], avant que celui-ci les ait remaniées et amendées, comme il l'a fait depuis.

Les observations consignées dans la présente Note (*fig.* 1 à 11) montrent

que l'appareil apical des Sordariales, lorsqu'il est différencié, comprend : 1° un *dôme apical* oculé, distinct seulement parce que ses bords déterminent la formation d'un *bourrelet sous-apical* (*b*), dont un montage en milieu acétique peut provoquer le gonflement (*fig.* 6); 2° un *coussinet apical* plus ou moins strictement réduit à la *calotte apicale* réfringente (*c*) garnissant sa face externe, calotte qui ne se confond pas avec la partie apicale de l'exoascus, car elle peut en être séparée par une formation lenticulaire aplatie (*fig.* 3, 7 et 10), colorable ou non par le rouge Congo ou le vert Janus, et dont le centre est parfois légèrement invaginé vers l'intérieur de l'asque, dans la lumière de l'anneau (*fig.* 3, 7, 10 et 11); 3° un *anneau apical* (*a*) réfringent, mince et à lumière large, en principe double, c'est-à-dire formé de deux pièces superposées, comme chez les autres Annellascés, la pièce supérieure ayant la forme d'un ménisque à bords minces, largement perforé au centre, appliqué contre la calotte apicale, et en continuité par ses bords avec l'une des couches du dôme, tandis que l'inférieure est cylindrique (*fig.* 7 et 10); 4° reliant l'anneau à la gaine périsporiale de la première ascospore, assez souvent un *tractus apical* mal différencié (*t*), déjà décrit par Chenantais (*fig.* 3), mais pas toujours distinct; 5° dans ce tractus, ou dans le cytoplasme où il devrait s'être formé, souvent un *globule sous-apical*, peut-être protidique, tantôt lisse (*fig.* 1 et 5), tantôt hérissé de saillies arrondies ou pointues (*fig.* 2, 3 et 4), lui aussi déjà décrit par Chenantais, et même antérieurement par de Notaris, et qui est l'équivalent du corps sous-apical, de forme allongée, de certaines Diatrypales.

L'anneau paraît n'être jamais amyloïde, mais il est inexact qu'il ne soit non plus jamais colorable par le rouge Congo et le vert Janus, comme l'un de nous [1] l'avait annoncé. En fait, ses propriétés varient selon les genres, car : 1° chez le *Sordaria macrospora* (*fig.* 6 et 7), il est colorable par l'encre stylographique noire, le vert Janus, le rouge Congo, et plus faiblement par la benzoazurine 3 G (sa pièce supérieure se colorant toujours moins intensément que l'inférieure); 2° il possède des propriétés analogues chez le *Neurospora tetrasperma* (*fig.* 11); 3° chez le *Pleurage setosa* (*fig.* 9 et 10) et le *Lasiosphæria ovina* (*fig.* 2), il prend l'encre et le vert Janus, non le rouge Congo; 4° chez le *Leptospora spermoides* (*fig.* 1), il n'a d'affinités pour aucun des colorants qui viennent d'être cités. N'étant pas amyloïde, et prenant généralement l'encre stylographique et le vert Janus, parfois aussi le rouge Congo, l'anneau des Sordariales rappelle celui des Diaporthales [1], dont on sait d'ailleurs qu'elles se rapprochent aussi par la structure du centre à asques, dans leurs périthèces (centre du type *Diaporthe*). Toutefois, on doit noter que ses affinités tinctoriales croissent des espèces qu'on peut croire les moins évoluées (*Leptospora*, où elles sont nulles) à celles qui ont chance de l'être au maximum (*Sordaria*, où l'anneau prend tous les colorants essayés).

Enfin, les diverses parties de l'appareil apical des Sordariales, plus haut énoncées, qui confèrent à cet appareil une organisation analogue à celle des autres *Annellascés* (*), sont souvent d'observation difficile, parce que leur développement est très réduit. L'invagination de la calotte

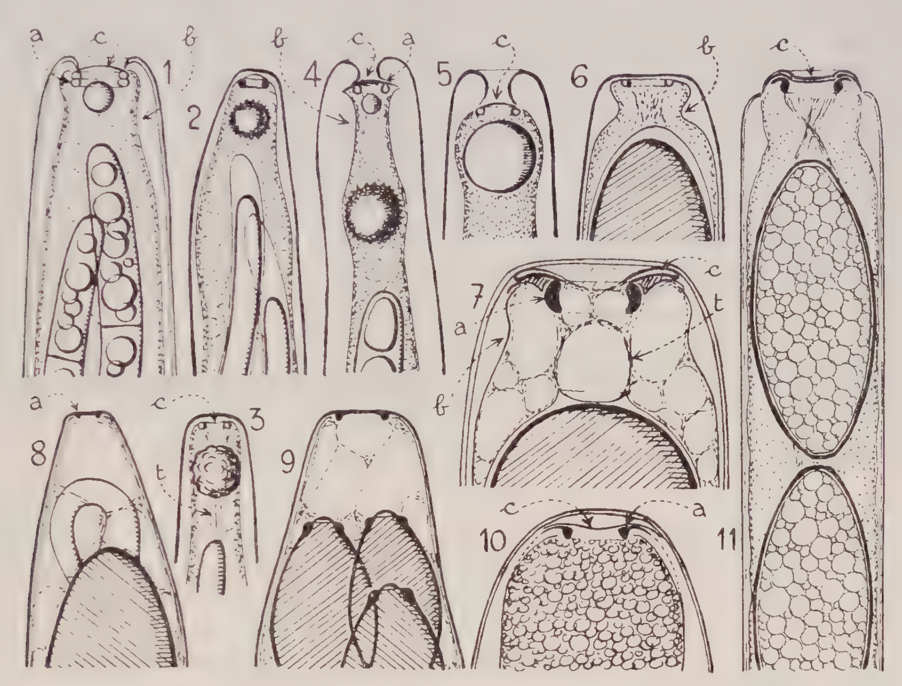


Fig. 1 à 11. — Asques de Sordariales.

1. *Leptospora spermoides* (Hoffm.); 2. *Lasiosphæria ovina* (Pers.); 3. *Lasiosphæria immersa* Karst.; 4. *Bombardia* sp. (esp. fimicole); 5. *Bizzozeria* sp. (esp. lignicole); 6 et 7. *Sordaria macrospora* Auersw. (la figure 6 représente le sommet d'un asque monté en milieu acétique, et la figure 7, celui d'un asque coloré au rouge Congo); 8. *Pleurage anserina* (Cesati); 9 et 10. *Pleurage setosa* (Winter); 11. *Neurospora tetrasperma* Shear et Dodge (asque jeune; rouge Congo); (sommets d'asques colorés à l'encre stylographique Waterman noire).

a, anneau apical; *b*, bourrelet sous-apical; *c*, calotte apicale; *t*, tractus apical; la figure 3 d'après J. Chenantais, les autres d'après nature.

apicale (*c*) dans la lumière de l'anneau peut être un équivalent rudimentaire du *manubrium* qu'encercle l'anneau des autres Annellascés. L'anneau lui-même, typique chez le *Sordaria macrospora* (*fig.* 7) et le *Neurospora tetrasperma* (*fig.* 11), encore plus nettement formé de deux pièces superposées chez le *Leptospora spermoides* (*fig.* 1), est moins bien développé dans les autres genres étudiés. Il est extrêmement mince chez les *Pleurage* (*fig.* 8 et 9), où l'on arrive pourtant parfois encore à reconnaître qu'il se compose d'une pièce supérieure méniscoïde et d'une pièce inférieure cylindrique (*fig.* 10), l'une et l'autre colorables par l'encre stylographique et le vert Janus. On a déjà dit qu'il semble faire tout à fait défaut chez le *Melanospora*.

Ajoutons encore que, selon les observations de Mlle Galinou ([6]), que l'un de nous a contrôlées, un appareil apical assez comparable à celui des Sordariales se retrouve chez les Pyréno-Lichens de la famille des *Trypéthéliacées* (genres *Trypethelium* et *Laurera*).

(*) Séance du 29 avril 1957.

([1]) M. Chadefaud, *Bull. Soc. mycol. de France*, **71**, 1955, p. 325-337.

([2]) *Bull. Soc. mycol. de France*, **35**, 1919, p. 46-139.

([3]) *Thèse*, Paris, 1950 et *Les g. Sordaria et Pleurage*, un vol. de 330 pages, Lechevalier, Paris, 1953.

([4]) *Revue de Mycologie*, **7**, 1942, p. 57-88.

([5]) *Voir* M. Chadefaud, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 513.

([6]) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1146.

CHIMIE AGRICOLE. — *Influence des colloïdes humiques sur différentes phases de l'absorption des éléments minéraux par les plantes.* Note (*) de M. **Robert Blanchet**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

L'addition d'une petite quantité de colloïdes humiques à une solution nutritive accélère considérablement l'adsorption du potassium et du phosphore à la surface des colloïdes radiculaires de plantes préalablement carencées. L'absorption proprement dite de ces éléments est ainsi plus rapide.

Des travaux antérieurs ont permis de mettre en évidence l'action stimulante des colloïdes humiques sur la nutrition minérale des plantes ([1]), et, d'après des observations plasmolytiques, d'attribuer cette action à une augmentation de la perméabilité du cytoplasme aux ions minéraux ([2]). Nous rapportons ici les résultats de quelques essais permettant d'éclairer ce mécanisme.

Techniques. — Des lots de 100 plants de Blé ont été cultivés pendant 40 jours dans des solutions nutritives extrêmement diluées, de façon que ces plantes acquièrent des besoins nutritifs intenses. Elles ont été placées ensuite dans des conditions d'environnement bien déterminées, à 25° C, en lumière artificielle intense et constante, et plongées dans une solution nutritive contenant :

N nitrique............	14,2 mg/l	K....................	16,4 mg/l
P....................	5,53 »	Ca...................	9 »
S....................	5,06 »	Mg...................	6,8 »

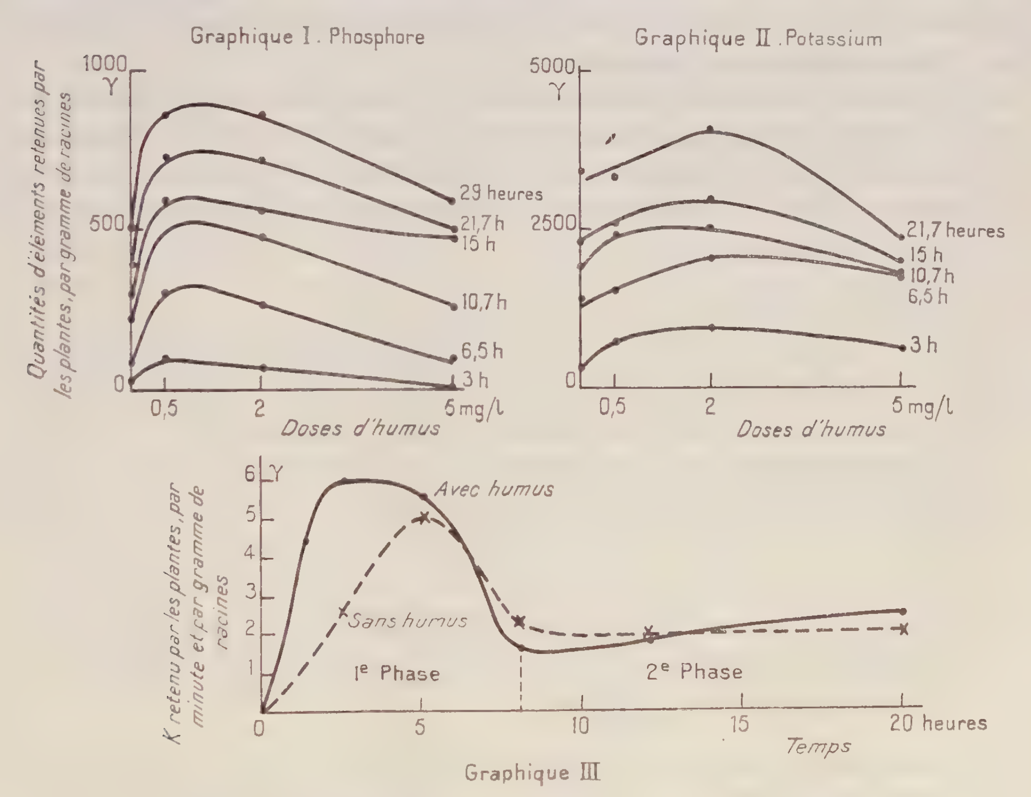
Cette solution a été additionnée d'humate d'ammonium, extrait de terreau par la méthode habituelle à l'oxalate d'ammonium, dans les proportions suivantes : 0, 0,5, 2, 5 mg d'humate par litre.

Les quantités d'éléments absorbées par les plantes ont été mesurées, en fonction du temps, par l'analyse de la solution restante.

Résultats. — L'absorption des éléments minéraux a été fortement accélérée par l'addition à la solution nutritive d'une petite quantité d'humus. Cette action est particulièrement marquée pour les éléments N, P, S et K. Les graphiques I et II représentent les quantités de phosphore et de potassium absorbées par gramme de racine en fonction des doses d'humus ajoutées, à différents temps d'absorption. Deux conclusions principales s'en dégagent :

1° L'humus exerce à une concentration de 2 mg/l la stimulation maximum de l'absorption du potassium; cette dose optimum est légèrement plus faible dans le cas du phosphore;

2° L'action stimulante s'exerce de façon massive pendant les premières heures de l'absorption (courbes correspondant à 3 et 6,5 h). Elle est moins importante ensuite. En valeur absolue, la différence des quantités d'éléments absorbés dans la solution témoin et dans la solution contenant 2 mg/l d'humus augmente avec le temps, mais l'écart *relatif* diminue.



Influence des colloïdes humiques sur différentes phases de l'absorption des éléments minéraux par les plantes.

Le graphique III permet de préciser ce phénomène. Il représente en fonction du temps les quantités de potassium prélevées dans la solution

par les plantes, exprimées en microgrammes par minute et par gramme de racines. Il ne s'agit pas en réalité de vitesses d'absorption, car la première phase, dans laquelle ces vitesses sont grandes, est surtout une phase d'adsorption à la surface des racines. Ce fait ressort d'autres essais effectués avec des plantes semblables, également carencées, dans des solutions nutritives de concentrations variables. Les quantités de phosphore et de potassium prélevées par ces plantes aux diverses concentrations suivent alors, durant la première phase, la loi d'adsorption de Freundlich. Cette donnée est en accord avec d'autres travaux récents ([3]), ([4]), ([5]).

On doit donc interpréter ainsi ces résultats : l'humus augmente considérablement la vitesse d'adsorption des ions K^+ à la surface des colloïdes radiculaires (première phase). Le temps nécessaire à la saturation des accepteurs libres est ainsi plus court, et, à partir de 6 h, la plante prélève par unité de temps moins de potassium en présence d'humus qu'en l'absence d'humus. Au-delà de 12 h (seconde phase), il s'établit une vitesse de régime, qui correspond à la vitesse réelle d'absorption; celle-ci est plus grande en présence d'humus. Cette interprétation s'applique également à l'absorption des ions phosphoriques (*graphique* I).

Les colloïdes humiques accélèrent donc l'adsorption des ions minéraux sur les colloïdes radiculaires, augmentant ainsi la vitesse d'absorption. Cela explique que le phénomène de déplasmolyse, provoqué par une pénétration d'ions à l'intérieur des cellules, soit aussi accéléré par la présence d'humus ([2]).

(*) Séance du 24 avril 1957.

([1]) R. Chaminade et R. Blanchet, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1486; 234, 1952, p. 878; 236, 1953, p. 119; R. Chaminade, *C. R. VIe Congrès Int. Sc. Sol Paris*, vol. D, 1956, p. 443; J. Pomot et P. Lecat, *C. R. Acad. Agr.*, 13, 1954, p. 494; 8, 1955, p. 379.

([2]) R. Chaminade et R. Blanchet, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1768.

([3]) H. Lundegardh, *Ann. Rev. Plant Physiol.*, 6, 1955, p. 1.

([4]) E. Epstein, *Ann. Rev. Plant Physiol.*, 7, 1956, p. 1.

([5]) D. Blanc-Aicard, *Ann. Agro.*, 6, 1955, p. 615.

ENDOCRINOLOGIE. — *Réponse aux agressions du système hypophyso-surrénalien chez le Rat nouveau-né*. Note (*) de Mlle **Anne Grégoire**, présentée par M. Robert Courrier.

Dans les heures qui suivent la naissance, le système hypophyso-surrénalien du Rat est susceptible de réagir aux agressions. Il n'y devient insensible qu'après 24 h et cette phase réfractaire persiste jusqu'au 12e jour. Le phénomène paraît attribuable à une involution transitoire du cortex surrénalien.

Les recherches de J. W. Jailer ([1]), ([2]) et celles de Z. M. Bacq et P. Fischer ([3]) semblent démontrer que le système hypophyso-surrénalien

du Rat ne répond aux agressions telles que l'administration d'adrénaline, l'influence du froid ou celle des irradiations qu'après un délai variant entre 7 et 14 jours après la naissance. Comme le suggèrent Bacq et Fischer, ces résultats paraissent impliquer que chez le nouveau-né, les connections fonctionnelles entre l'hypothalamus et l'hypophyse antérieure ne sont pas encore établies.

Le cortex surrénalien cependant ne serait pas réfractaire à la stimulation hormonale, car, au cours de cette même période, il répondrait normalement à l'administration de l'hormone corticotrope (ACTH).

Il nous a paru digne d'intérêt de reprendre le problème en étudiant l'influence des agressions dès les premières heures qui suivent la naissance. Nous avons choisi comme critère de l'activation du système hypophyso-surrénalien, la vague de pycnoses thymiques provoquée par l'action des glyco-corticoïdes.

Notre étude a porté sur 127 ratons, sacrifiés depuis 3 h jusqu'à 20 jours après la naissance. Les thymus ont été examinés en effet 3, 6, 24, 36 h, 2, 3, 4, 6, 8, 12, 15 et 20 jours après la naissance. A chacun de ces stades, les animaux ont été groupés en quatre lots. Le premier fut traité par l'adrénaline à la dose de 4 ou 8 γ; le deuxième fut soumis à l'action du froid à 5° pendant 2 h 30 à 3 h, le troisième reçut 2,5 U. I. d'ACTH et le dernier lot 2,5 mg de cortisone en solution microcristalline. Tous les animaux furent sacrifiés 4 h après le début de l'expérience.

Outre le thymus, nous avons également examiné le cortex surrénalien.

Résultats. — 1. *Adrénaline.* — Chez tous les animaux traités par l'adrénaline 3 à 6 h après la naissance, nous avons observé l'apparition de nombreuses pycnoses au niveau de la corticale thymique. L'effet est toutefois moins intense que chez l'adulte et il n'est pas plus accusé avec 8 γ qu'avec 4 γ. Pour soustraire les nouveau-nés à toute influence éventuelle des corticoïdes maternels, nous avons soumis au même traitement des portées de femelles surrénalectomisées une semaine avant la mise-bas. Lorsque l'adrénaline a été injectée 6 h après la naissance, le thymus a réagi de la même manière que chez les animaux issus de mères normales. Vingt-quatre heures après la naissance, par contre, la réaction thymique est beaucoup plus faible et les pycnoses, quelle que soit la dose injectée, deviennent nettement moins fréquentes. Après 36 h, le thymus ne réagit plus et cette phase réfractaire persiste jusqu'au 12ᵉ jour. Ce n'est qu'à partir de ce moment qu'on voit réapparaître progressivement la réaction thymique caractéristique.

2. *Froid.* — L'action du froid est strictement comparable à celle de l'adrénaline. A nouveau, le thymus des nouveau-nés réagit positivement dans les heures qui suivent la naissance. La réaction s'éteint entre 24 et 36 h après la naissance et ne se manifeste à nouveau qu'entre le 12ᵉ et le 15ᵉ jour.

3. *Influence de l'ACTH.* — Selon H. D. Moon [4] et J. W. Jailer [5], [6] le cortex surrénalien du Rat nouveau-né, 4 à 6 jours après la naissance est capable de réagir à l'influence de l'ACTH. Nos résultats ne concordent pas avec ceux obtenus par ces auteurs.

En effet, si l'injection de 2,5 U. I. d'ACTH provoque dans les heures qui suivent la naissance une vague de pycnoses thymiques même plus intense que celle provoquée par l'administration d'adrénaline, il n'en va plus de même chez des jeunes rats plus âgés. Dès la 28e heure après la naissance les pycnoses sont beaucoup moins abondantes; elles sont complètement absentes dans les jours qui suivent et la réaction thymique ne réapparaît que 12 jours après la naissance.

4. *Influence de la cortisone.* — La cortisone exerce un effet bien distinct de celui de l'ACTH. C'est avec cette hormone que nous avons obtenu les réactions les plus intenses. A la dose de 2,5 mg elle provoque l'apparition d'une vague massive de pycnoses au niveau du thymus dès les heures qui suivent la naissance. Mais la capacité du thymus de réagir à la cortisone s'est maintenue inchangée chez tous les animaux depuis 24 h jusqu'à 20 jours après la naissance.

D'autre part, l'étude des modifications que subit le cortex surrénalien au cours des jours qui suivent la naissance chez le Rat, nous a permis de faire les constatations suivantes :

Non seulement, nous avons observé dès la 24e heure après la naissance, le fléchissement du nombre des mitoses déjà signalé anciennement par C. M. Jackson [5], mais aussi l'ébauche des phénomènes de nécrose hémorragique qu'on retrouve classiquement chez le nouveau-né humain. Dès ce moment, apparaissent dans la fasciculée de petites plages de nécrose et des foyers hémorragiques tandis que de nombreux noyaux sont frappés de pycnose. Ces phénomènes se poursuivent dans les jours qui suivent et s'étendent à la partie profonde du cortex; ils ne disparaissent complètement que vers le 15e jour après la naissance. A ce moment, le cortex est à nouveau le siège de nombreuses mitoses. Comme ces altérations s'observent avec la même intensité dans le cortex des témoins, nous sommes amenés à conclure que d'une manière normale, le cortex surrénalien du Rat subit une ébauche d'involution dans les jours qui suivent la naissance.

Telle est vraisemblablement la raison de la phase réfractaire aux agressions qu'on observe durant le même laps de temps. Celle-ci n'est pas attribuable à une déficience de la libération de corticotrophine hypophysaire puisque l'administration d'ACTH ne provoque aucune réaction; le thymus d'autre part ne cesse d'être réceptif, car l'administration de cortisone y entraîne invariablement la vague de pycnoses caractéristique.

Soulignons enfin que cette phase réfractaire ne s'installe qu'après 24 h. Immédiatement après la naissance, le cortex surrénalien répond norma-

lement aux agressions. C'est bien en effet le cortex du nouveau-né qui entre en jeu et l'action ne peut être attribuée à la persistance des corticoïdes maternels dans son organisme puisque les petits issus de mères surrénalectomisées réagissent de la même manière.

(*) Séance du 29 avril 1957.
(1) *Proc. Soc. Exper. Biol. Med.*, 72, 1949, p. 638.
(2) *Endocrinol.*, 46, 1950, p. 420.
(3) *Rev. belge Path. Med. exp.*, 25, 1956, p. 384.
(4) *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 43, 1940, p. 42.
(5) *Amer. J. Anat.*, 25, 1919, p. 220.

(*Université Libre de Bruxelles, Laboratoire d'Histologie.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Sort des autogreffes hypophysaires chez Pleurodeles Waltlii après la métamorphose.* Note (*) de M. **Jean-L. Pasteels**, présentée par M. Robert Courrier.

Chez le Pleurodèle, la séparation de l'hypophyse de ses connections hypothalamiques pratiquée après la métamorphose, entraîne comme chez la larve, l'involution des cellules thyrotropes, mais elle n'exerce aucune influence sur la structure des cellules acidophiles. Corrélativement, la thyroïde s'atrophie, tandis que le corps interrénal demeure normal.

Au cours d'un travail précédent (1), nous avons étudié le sort de l'hypophyse du Pleurodèle, séparée de l'hypothalamus et greffée sous l'épithélium palatin. Ces expériences ont été pratiquées chez des larves dont l'hypophyse était à la phase initiale de sa différenciation. Dans ces conditions, nous avions observé que l'apparition de nouvelles cellules chromophiles était arrêtée et que les cellules basophiles thyrotropes déjà préexistantes au moment de l'intervention subissaient une involution progressive et disparaissaient après quelques mois, tandis que les cellules acidophiles poursuivaient leur développement. Le lobe intermédiaire persistait également et subissait une hypertrophie manifeste. Les larves se dépigmentaient progressivement, leur thyroïde et leurs gonades présentaient un retard de développement considérable et la métamorphose ne se réalisait pas. Par contre, il existait un contraste très net entre l'état hypoplasié de la glande interrénale chez les larves opérées avant la différenciation des cellules acidophiles et son aspect normal chez les larves greffées après l'apparition de ces éléments.

Il nous a paru intéressant d'étendre cette étude en pratiquant des interventions similaires après la métamorphose. Dans tous les cas il s'est agi

d'autogreffes et l'hypophyse a été transplantée soit sous l'épithélium palatin, soit sous la peau du creux axillaire. Les animaux opérés ont été comparés à la fois à des normaux, et à des hypophysectomisés.

Les premiers résultats obtenus sont les suivants :

Un mois et demi à six mois après l'intervention, les cellules basophiles thyrotropes apparaissent profondément involuées; simultanément la thyroïde montre tous les signes histologiques d'un repos complet, son aspect est comparable à celui qu'il présente chez les animaux hypophysectomisés, sacrifiés après un même délai post-opératoire. Ce résultat complète nos observations précédentes : il s'agit cette fois de la mise au repos d'une thyroïde déjà développée et non, comme nous l'avions observé à des stades plus jeunes, d'un retard de son développement.

Au moment de l'intervention, les cellules basophiles gonadotropes étaient à peine différenciées; leur état n'a pas varié dans les greffons, mais il convient de souligner que chez les témoins comme chez les opérés, les gonades n'étaient pas fonctionnelles.

Par contre, non seulement les cellules acidophiles persistent dans les greffons, mais leur aspect est strictement comparable à celui qu'il présente chez les témoins. Or, tandis que chez les animaux hypophysectomisés, les cellules de la glande interrénale sont nettement atrophiques, chez les sujets opérés, même six mois après l'intervention, ces cellules présentent un cytoplasme aussi abondant et aussi osmiophile que chez les témoins.

Comme chez la larve, le lobe intermédiaire s'hypertrophie après sa transplantation, mais cette fois, il conserve son activité fonctionnelle qui semble même plus accusée que chez les témoins. Tous les animaux opérés présentent une hyperpigmentation très nette.

Ces résultats nous permettent donc de confirmer nos observations précédentes sur le rôle de l'hypothalamus dans le maintien de l'activité thyrotrope. Lorsque l'hypophyse est séparée de ses connections hypothalamiques, les cellules basophiles thyrotropes involuent même après la métamorphose. De même, la différenciation des éléments gonadotropes exige l'intégrité des relations hypothalamo-hypophysaires. Il n'en va pas de même des cellules acidophiles qui persistent inchangées dans les greffons et qui représentent même les seuls éléments chromophiles présents dans le lobe glandulaire. Or, chez les porteurs de greffes, la structure de la glande interrénale demeure normale. Ce fait semble démontrer que chez le Pleurodèle comme chez les Mammifères [3] les cellules acidophiles soient responsables de l'activité corticotrope de l'hypophyse et que dans le cas présent, elles puissent continuer à exercer cette activité même lorsque la glande a été séparée de l'hypothalamus depuis plusieurs mois.

Enfin, nos résultats confirment l'hypothèse de Etkin [4] qui attribue à l'hypothalamus un rôle inhibiteur sur le développement et sur l'activité

fonctionnelle du lobe intermédiaire. Nos observations précédentes nous permettent cependant d'ajouter que le lobe intermédiaire ne fonctionne d'une manière autonome que s'il est différencié depuis un temps suffisamment prolongé au moment de l'intervention.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) J. L. Pasteels, jr., *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 939 et *Arch. Biol.*, 68, 1957, p. 65; W. Etkin, *J. exp. Zool.*, 92, 1943, p. 31; M. Herlant, *Ann. d'Endocrinol.*, 14, 1953, p. 64.

(*Université Libre de Bruxelles, Laboratoire d'Histologie.*)

GÉNÉTIQUE. — *Mutations radio induites chez l'Homme et dose de doublement. Sur la validité d'une estimation directe.* Note de MM. **Jérôme Lejeune** et **Raymond Turpin**, présentée par M. Léon Binet.

En admettant que la régression de la masculinité à la naissance en fonction du vieillissement maternel d'une part, et de l'irradiation des ovaires d'autre part, soit due à l'accumulation de gènes léthaux récessifs liés au chromosome X, il est possible de calculer directement une dose de doublement égale à 30 r par 30 ans.

L'analyse de la régression partielle de la masculinité dans les naissances vivantes (J. Lejeune et R. Turpin, 1957) [1] en fonction du vieillissement maternel nous a précédemment amenés à calculer un coefficient de régression de $b_m = -0{,}000336 \pm 0{,}000125$ pour un vieillissement de 5 ans.

En admettant que cette régression soit due à l'accumulation de gènes léthaux récessifs liés au chromosome X, ce coefficient représenterait l'ordre de grandeur de la mutabilité spontanée accumulée en 5 ans pour cette classe de mutants.

Par ailleurs d'après les données recueillies sur la descendance des femmes ayant survécu aux bombardements atomiques d'Hiroshima et de Nagasaki, le coefficient de régression de la masculinité pour 1 rœntgen s'établit à — 0,000081 (Neel et Schull, 1953) [2] et à — 0,000055 (Neel et Schull, 1956) [3], le premier coefficient étant statistiquement significatif et le second ne l'étant plus quoique portant sur des données plus étendues. L'un de nous (J. Lejeune, 1956) [4] a discuté la possibilité d'un biais statistique pouvant rendre compte de cette différence.

Il est intéressant de constater que d'après les données recueillies en France (R. Turpin, J. Lejeune et M. O. Rethore, 1956) [5] la régression de la masculinité pour 1 r frappant les ovaires peut être estimée — 0,000069 en admettant que la moitié de la dose à la peau ait atteint les gonades maternelles.

La convergence de ces données indépendantes permet de penser que la régression pour 1 r aux ovaires doit être effectivement d'environ —0,00006.

Dès lors en prenant 30 ans pour intervalle séparant deux générations,

la régression due à la mutabilité spontanée liée à l'âge maternel serait de — 0,000336 × 6, soit — 0,0020.

Pour obtenir une régression identique par application d'énergie ionisante, il faudrait utiliser une dose X telle que — 0,00006 × X = — 0,0020, soit X égale environ 30 r.

Cette valeur 30 r/30 ans représenterait donc la dose de doublement pour l'espèce humaine.

Discussion. — Bien que ces calculs aient l'avantage de porter sur des données exclusivement humaines, leur validité ne peut être immédiatement affirmée.

Il se trouve, en effet, que la masculinité diminue en fonction du vieillissement paternel ($b_p = -0{,}000577 \pm 0{,}000104$, J. Lejeune et R. Turpin, 1957) (1); alors qu'elle semble augmenter dans la descendance de pères fortement irradiés (2), (3), (5).

Cependant, cette élévation de la masculinité après irradiation paternelle, devant probablement résulter de grands remaniements du chromosome X, un important effet de l'intensité de l'irradiation peut être attendu.

De faibles doses répétées entraînent peut-être une diminution de la masculinité (S. H. Macht et P. S. Lawrence, 1955) (6), alors que de fortes doses entraîneraient une augmentation. Si ce phénomène, qui semble avoir été observé chez la Souris par P. Hertwig, 1938 (7) pouvait être définitivement établi, la validité des calculs précédents pourrait être admise et la dose de doublement du taux des mutations dans la lignée féminine pourrait être estimée à 30 r par 30 ans.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1833.
(2) Neel, Schull et coll., *Science*, 118, 1953, p. 537-541.
(3) *Nat. Acad. Sc. U. S. A.*, Public. n° 461, 1956.
(4) Rapport de l'O. M. S., Copenhague, août 1956.
(5) 1er *Congrès de Génétique humaine*, Copenhague, août 1956.
(6) *Amer. J. Roent.*, 73, 1955, p. 442-466.
(7) *Biol. Zentr.*, 58, 1938, p. 273-301.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Action de nouveaux antibiotiques antifongiques sur les levures de vins.* Note de M. **Émile Peynaud**, Mlles **Suzanne Lafourcade** et **Madeleine Lafon**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Poursuivant l'étude de produits inhibiteurs des levures alcooliques (1), nous avons essayé systématiquement sur une série d'espèces de levures de vinification, l'action de treize nouveaux antibiotiques antifongiques : les acides alternarique et gladiolique, l'albidine, l'eulicine, la fréquentine,

la fungichromine, la gliotoxine, la griséofulvine, la mycostatine, le plantibio, la pléocidine, la trichomycine et la viridine. Les levures essayées sont des souches de *Saccharomyces ellipsoïdeus*, *Saccharomyces oviformis*, *Saccharomyces acidifaciens*, *Saccharomyces heterogenicus*, *Saccharomycodes ludwigii*, *Kloeckera apiculata*, *Torulopsis bacillaris*, *Torulaspora rosei*, *Pichia fermentans*, *Hansenola anomala* et *Brettanomyces schanderlii*. Ces souches avaient été isolées de raisins, de moûts ou de vins de fermentation; elles appartiennent au groupe des levures de vinification utiles et au groupe des levures de maladie, provoquant les troubles et la refermentation des vins doux.

L'action des antibiotiques a été étudiée en milieu de culture synthétique complet contenant tous les facteurs de croissance nécessaires, sur moût de raisin et sur vin sucré (10° d'alcool, 25 g de sucres réducteurs). On a fixé les doses-seuil d'activité concernant l'effet fongistatique du produit (inhibition de la croissance et de la fermentation dans un milieu fraîchement ensemencé) et son effet fongicide (arrêt de la fermentation, effet stérilisant déterminé par comptage des levures vivantes). On a obtenu ainsi les éléments d'un premier triage de ces antibiotiques. Six se sont révélés sans activité; ils ont une action fongistatique insignifiante à la dose de 20 mg par litre de milieu sans alcool, et de 5 mg pour le milieu à 10 % d'alcool. Deux provoquent un retard sensible, mais pas d'inhibition complète : la gliotoxine et la trichomycine; cinq sont très actifs et inhibent complètement la plupart des levures à ces doses ou à des doses moindres : ce sont la fréquentine, la fungichromine, la mycostatine, la pléocidine et la viridine. L'action de ces antibiotiques sur le métabolisme de *Saccharomyces ellipsoïdeus* a été étudiée à l'appareil de Warburg. On obtient ainsi un classement plus précis de leur activité. Ces mesures indiquent d'autre part le mode d'action de l'antibiotique sur la respiration, la fermentation de la cellule ou sur sa multiplication; l'effet des conditions de pH a été également étudié. Par ailleurs on a déterminé la stabilité de chaque produit et on a évalué la perte d'activité 15 jours après la mise en solution.

Le spectre antilevure est très différent d'un antibiotique à un autre. La fréquentine est très active sur *Kloeckera apiculata*, *Saccharomycodes ludwigii*, *Brettanomyces schanderlii*. La fungichromine est efficace à 5 mg/l, sauf sur *Torulopsis bacillaris*. La pléocidine est sans action sur les *Pichia* et les *Hansenula*, et la viridine sur *Kloeckera apiculata*, *Torulaspora rosei*, *Brettanomyces*. La mycostatine à 10 mg/l dans le moût inhibe complètement *Saccharomyces ellipsoïdeus*, *Saccharomyces oviformis*, *Kloeckera apiculata*.

Contrairement aux autres antibiotiques étudiés ici, la pléocidine n'a aucune activité fongicide et ne modifie ni la respiration, ni la fermentation. D'autre part, son manque de stabilité limite son activité fongis-

tatique; le produit se différencie à ce sujet de l'actidione qui s'était révélée très stable.

La fréquentine est un fongicide puissant, capable d'arrêter une fermentation active à la dose de 20 mg/l; son action stérilisante en présence de 10° d'alcool est moins bonne que celle de la mycostatine ou de la viridine. Le produit agit à la fois sur la respiration et la fermentation; son activité, optimum à pH 4,8, est peu variable sous l'influence du pH 50 mg/l de fréquentine réduisent, au bout de 30 mn, l'intensité fermentative de la levure à 5 % et 10 mg/l à 24 %; les intensités respiratoires sont respectivement 14 à 55 % de celles du témoin.

Essayée dans le moût de raisin, la fungichromine a également de bonnes propriétés fongicides; mais elle montre moins d'activité en présence d'alcool et perd ses propriétés stérilisantes dans le vin. Elle agit davantage sur la fonction fermentative des levures que sur leur respiration : 10 mg/l laissent 32 % de la fermentation et ne touchent pas aux échanges respiratoires. Le produit est légèrement plus actif à pH 3,8 et 7,0 qu'à pH 4,8.

La viridine a une bonne action fongicide, du même ordre que celle des produits précédents; elle est indifférente aux conditions d'acidité. Elle agit également davantage sur la fermentation que sur la respiration. La stérilité d'un milieu à 10° d'alcool est assurée par 10 mg/l; à doses plus faibles, inférieures même à 1 mg/l, son activité fongistatique est suffisante pour interdire la fermentation d'un tel milieu pendant plus d'un mois. A la fois fongicide et fongistatique, elle allie sans les atteindre tout à fait, l'activité de la mycostatine et celle de l'actidione. Mais elle est beaucoup moins stable que l'une, et légèrement plus stable que l'autre.

A pH 3,8, la mycostatine est le meilleur fongicide rencontré. Contrairement aux observations précédentes, la fermentation est d'autant plus facilement inhibée que le pH est plus bas. A ce sujet la mycostatine est deux fois plus active à pH 3,8 qu'à pH 4,8, et dix fois plus active à pH 3,8 qu'à la neutralité. 20 mg/l arrêtent la fermentation d'un moût; 7 à 8 mg/l assurent la stérilisation d'un liquide à 10° d'alcool. L'inhibition affecte d'abord la respiration de la cellule. Le blocage de la respiration étant indépendant du pH, elle peut être réduite à 0, dans des conditions où la fermentation n'est pas touchée. Excellent produit antilevure, la mycostatine n'est pas stable et ses propriétés fongistatiques sont peu durables. 15 jours après son introduction dans le milieu, elle a perdu la plus grande partie de son activité. La mycostatine offre les avantages d'un produit stérilisant qui disparaît après avoir agi.

Ces divers antibiotiques se différencient donc nettement les uns des autres par leur mode d'action. Ils se différencient aussi des premiers produits étudiés. Après l'exemple de l'antimycine, inactive dans le jus de raisin, comme elle l'est dans les autres milieux naturels, mais très active dans le

vin, nous avons ici le cas de la fungichromine qui agit d'une manière exactement opposée. On distingue les antibiotiques fongistatiques sans action sur une fermentation en marche et dont le meilleur exemple est l'actidione, et les antibiotiques fongicides, représentés par la mycostatine. Ces produits inhibiteurs des levures sont les plus actifs qu'on connaisse; ils sont nettement plus actifs que les antiseptiques d'origine chimique. Ils se caractérisent par leur spécificité vis-à-vis de telle espèce de levure et par la diversité de leur action. Certains bloquent la respiration avant la fermentation; d'autres, au contraire, sont capables d'arrêter la fermentation en laissant une intensité respiratoire notable. Nous connaissons donc à l'heure actuelle des antibiotiques s'attaquant à doses infimes soit aux fonctions de reproduction de la levure, soit à sa respiration, soit à sa fermentation, soit encore, suivant les conditions, simultanément à deux ou trois de ces fonctions.

(1) E. Peynaud, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1163; E. Peynaud et S. Lafourcade, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1924.

(*Station agronomique et œnologique de Bordeaux.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Composition des cires* A *de* Mycobacterium marianum (1). Note de M. **Georges Michel**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Nous avons caractérisé deux glycérides : la tripalmitine et l'oléo-tétracosano-palmitine qui constituent la majeure partie des cires A de *M. marianum*. Le fractionnement de ces composés a été effectué, après oxydation permanganique du mélange, par chromatographie sur alumine. Cette technique de séparation des glycérides saturés et éthyléniques n'avait pas été utilisée jusqu'ici.

La récente Publication de Sœur Marie-Suzanne et coll. (2) nous incite à publier nos premiers résultats concernant la composition des cires A (3) de *Mycobacterium marianum* cultivés sur milieu de Sauton.

Les cires A constituent de 2,3 à 9,7 % du poids sec suivant les lots de bacilles. Elles se présentent sous l'aspect d'une poudre blanche, F 29-32°. La chromatographie sur alumine d'activité II donne trois fractions.

Fraction.	Éluant.	% des cires A totales.	Acidité.
I........	Benzène	84,5	Neutre
II........	Benzène-éther (1-1)	10,5	Neutre
III........	Éther-acide acétique	5	Acide

Les fractions neutres I et II, soit 95 % des cires A totales, sont des glycérides. Une nouvelle chromatographie sur trisilicate de magnésium ne permet aucune séparation. La fraction III (P. M. moyen 1800) renferme un acide libre et un glycéride acide qui se retrouve également dans les cires C.

La *fraction I*, la plus abondante a été étudiée plus complètement. Le glycérol a été caractérisé après saponification par les réactions colorées de Denigès, la formation d'acroléine et la chromatographie sur papier selon H. T. Gordon et coll. (4). Le dosage colorimétrique par l'acide chromotropique après oxydation periodique a été effectué d'après la technique de M. Lambert et A. C. Neish (5).

Nature des acides gras. — La partie acide recueillie après saponification est fractionnée par précipitation méthanolique. L'insoluble est estérifié par le diazométhane, l'ester distillé sous vide et saponifié. L'acide obtenu présente, après recristallisation dans l'acétone, les caractéristiques de l'acide tétracosanoïque. F 80°; P. M. (titrage), 371. trouvé % : C 78,43; H 12,89; distance réticulaire (rayons X), 52,4 Å pour l'acide, 65,9 Å pour le sel de Pb. Calculé % pour $C_{24}H_{48}O_2$: P. M., 368; C 78,26; H 13,04; *d* 52,2 Å; *d* (sel de Pb), 65,2 Å.

La fraction soluble dans le méthanol est séparée en acides saturés et éthyléniques par précipitation des sels de Pb dans l'alcool. Les esters saturés distillés sous vide et saponifiés donnent un acide identique à l'acide palmitique. F 59°; P. M. (titrage), 256; trouvé % : C 75,16; H 12,36. Calculé % pour $C_{16}H_{32}O_2$: P. M., 256; C 75,00; H 12,50. La présence de l'acide oléique a été démontrée après estérification et distillation de l'ester sous vide, par oxydation permanganique et étude des produits d'oxydation suivant la méthode de P. H. Begeman et coll. (6).

Le monoacide recueilli après rupture oxydative de la molécule est l'acide pélargonique. P. M. (titrage), 156; théorique, 158. Il a été identifié par chromatographie sur papier selon L. M. Reid et M. Lederer (7) avec le butanol saturé d'ammoniaque 1,5 N en présence d'acide pélargonique témoin, et surtout par son ester *p*-phénylphénacylique, F 64° (pas de dépression de point de fusion en mélange avec l'ester authentique). Le diacide purifié par lavage à l'éther de pétrole et recristallisation dans l'eau est identique à l'acide azélaïque authentique : F 100-103°; P. M. (titrage), 188. Le comportement chromatographique sur papier selon R. I. Cheftel, R. Munier et M. Machebœuf (8), et sur colonne d'acide silicique Mallinckrodt d'après P. H. Begemann et coll. (6) est identique à celui de l'acide azélaïque authentique.

Séparation et constitution des glycérides. — La détermination des glycérides saturés et éthyléniques s'effectue classiquement par oxydation permanganique du mélange et fractionnement des azélaoglycérides par les sels de magnésium (9). Cette méthode donne des séparations très imparfaites et l'interprétation des résultats est toujours délicate (10). Nous avons adopté une autre technique qui consiste à chromatographier sur colonne d'alumine le mélange des glycérides neutres et acides après oxydation en milieu acétique. Les fractions neutres sont éluées par le mélange éther de pétrole-

benzène (1:1); les monoazélaoglycérides qui renferment un groupement carboxylique libre sont fortement retenus sur la colonne et élués par l'éther contenant 0,5 % d'acide acétique.

La chromatographie est schématisée ci-dessous :

Produit de l'oxydation permanganique de 2 g de glycérides;

Colonne de 70 g d'alumine II.

Volume de solvant (cm^3).	Solvant.		Poids de l'éluat (mg).
400	Éther de pétrole-benzène (1-1)		612
300	Benzène		107
400	Benzène-éther (1-1)		226
300	Éther		28
300	Éther-acide acétique	0,1 %	0
600	»	0,5	657
200	»	1	34
200	»	2	28

Cette méthode permet une séparation rapide et complète des glycérides saturés et éthyléniques.

La *fraction neutre* (premier éluat) est saturée au tétranitrométhane. La saponification donne un seul acide gras. P. M. (titrage), 260; trouvé % : C 74,98; H 12,33. Calculé % pour $C_{16}H_{32}O_2$: P. M., 256; C 75,00; H 12,50. Après plusieurs recristallisations dans le méthanol, la fraction neutre présente les caractéristiques suivantes : F 55°; trouvé % : C 75,88; H 12,27; glycérol 12 %. Calculé % pour tripalmitine (F 55°,5) : C 75,93; H 12,16; glycérol 11,4.

La *fraction acide* (trois derniers éluats) est saponifiée. On sépare l'acide azélaïque par l'éther de pétrole bouillant. La fraction soluble est chromatographiée sur acide silicique selon C. C. Ramsey et W. I. Patterson [11]. Les courbes d'élution obtenues par titrage de l'éluat par la potasse méthanolique N/100 sont parfaitement superposables avec celles d'un mélange synthétique d'acide palmitique et d'acide tétracosanoïque. L'analyse du glycéride acide correspond à celle de l'azélaotétracosanopalmitine : trouvé % : C 73,02; H 11,37; glycérol 10 %. Calculé % pour $C_{52}H_{98}O_8$: C 73,41; H 11,53; glycérol 10,8.

La majeure partie des cires A de *Mycobacterium marianum* est donc constituée par un mélange de tripalmitine et d'oléotétracosanopalmitine.

(1) 44e Communication sur les constituants des Mycobactéries; 43e Communication : H. DEMARTEAU-GINSBURG, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2169; cette Communication a été, par erreur, désignée comme 42e Communication; celle-ci a été publiée par J. ASSELINEAU, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 38, 1956, p. 1397.

(2) Sœur MARIE-SUZANNE, V. PORTELANCE et M. PANISSET, *Canad. J. Microb.*, 2, 1956, p. 685.

(3) Cires insolubles dans l'acétone à froid, solubles à chaud, obtenues à partir de l'extrait

à l'alcool-éther (1 : 1); *voir* J. Asselineau et E. Lederer, *Progrès Chimie Subst. org. nat.*, 10, 1953, p. 170-273.

(4) H. T. Gordon, W. Thornburg et L. M. Werum, *Anal. Chem.*, 5, 1956, p. 849.

(5) *Canad. J. Research*, 28, 1950, p. 83.

(6) P. H. Begemann, J. C. Keppler et H. A. Boekenoogen, *Rec. Trav. Chim.*, 69, 1950, p. 439.

(7) *Biochem. J.*, 50, 1951, p. 60.

(8) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 33, 1951, p. 840.

(9) A. R. S. Kartha, *Studies on the Natural fats.*, 1, Ernakulam, India, 1949; *J. Amer. Oil. Chem. Soc.*, 30, 1953, p. 280.

(10) R. J. Van der Val, *Progress in the chemistry of fats and other lipids*, 3, 1955, p. 328.

(11) *J. Assoc. Offic. Agric. Chem.*, 1948, p. 441.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Influence du groupe sanguin sur le taux d'extraction des lipides du sérum.* Note (*) de Mlle **Colette Magis**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

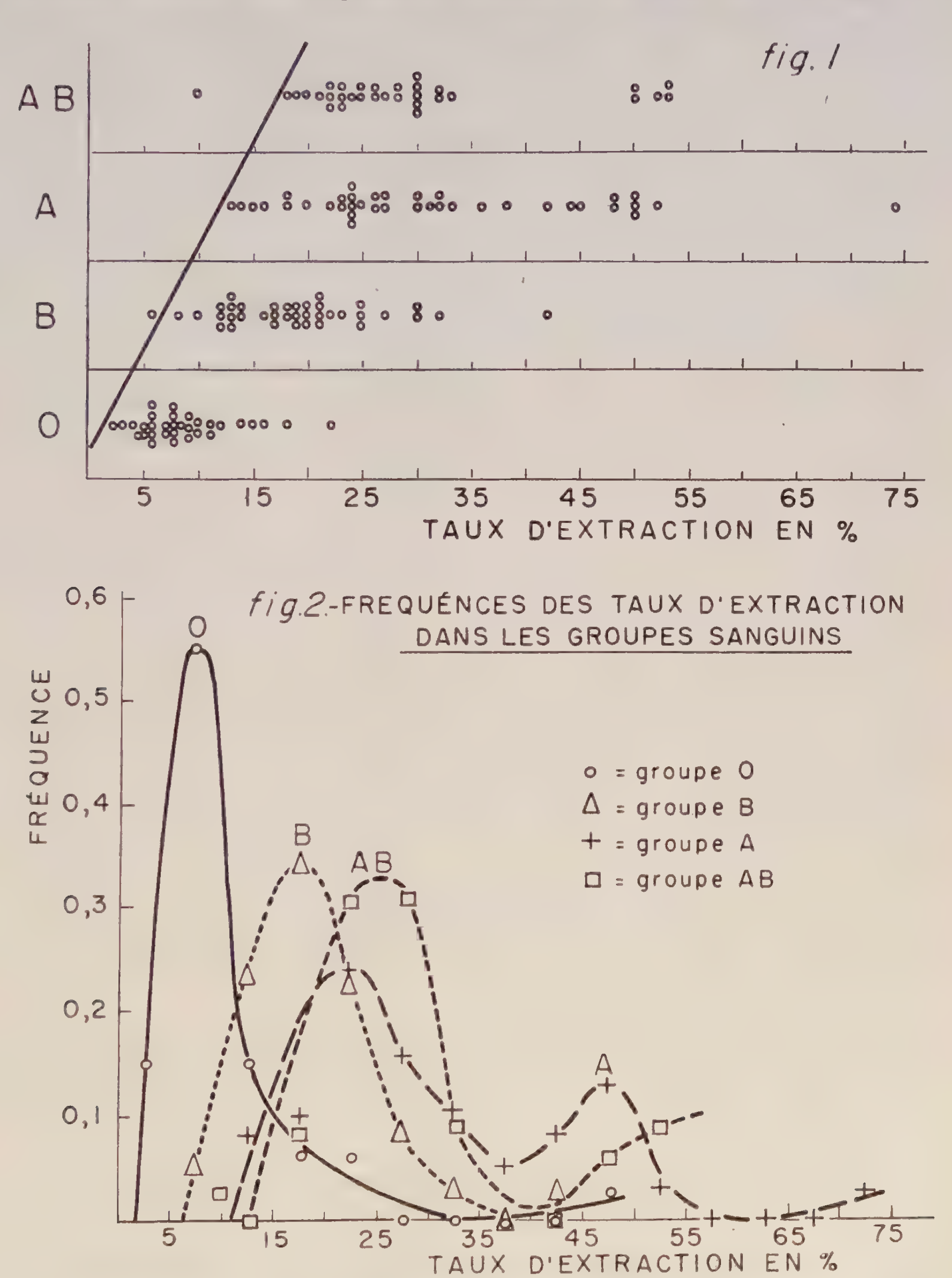
Une étude systématique sur 141 sérums humains provenant d'individus appartenant à des groupes sanguins différents a conduit à la conclusion que la quantité de lipides extraits du sérum par l'éther en présence d'héparine dépend du groupe sanguin auquel appartient le sérum traité.

Dans un travail précédent (1) il a été montré que l'addition au sérum de petites quantités d'héparine (de 0,5 à 1 mg par millilitre de sérum) permet d'extraire par l'éther une partie des lipides de ce sérum. Cette extraction peut être comparée à l'extraction partielle des lipides du sérum obtenue par l'éther alcoolisé à 8 % (2), l'alcool étant remplacé ici par l'héparine. Sous l'action combinée de l'héparine et de l'éther, les lipides, accompagnés d'une petite quantité de protéines, passent sous forme d'un gel dans la couche d'éther.

Alors que le taux d'extraction des lipides (pourcentage des lipides extraits par rapport aux lipides totaux) par l'éther alcoolisé a une valeur sensiblement constante pour tous les sérums humains, et n'est jamais nul, par contre sous l'action de l'héparine et de l'éther ce taux varie fortement selon l'origine du sérum. Dans le présent travail, sur les 141 sérums étudiés, 33 appartiennent au groupe O, 38 au groupe B, 38 au groupe A et 32 au groupe AB. On constate que le taux d'extraction va en croissant du groupe O au groupe AB dans l'ordre O, B, A, AB et semble coïncider avec la présence des isoagglutinines : le premier groupe O contient les isoagglutinines α et β, alors que le dernier groupe AB n'en contient pas.

La figure 1 illustre la répartition des taux d'extraction pour chaque groupe sanguin sans introduire aucun calcul statistique. Le taux de lipides extraits est indiqué en abscisses et va en croissant de gauche à droite.

Dans chacune des bandes horizontales, réservée à un groupe sanguin différent, chaque point représente le sérum d'un individu différent et la



position de ce point correspond au taux d'extraction des lipides de ce sérum. On voit nettement sur cette figure que la répartition se groupe et s'étale

vers les taux d'extractions croissants quand on va du groupe O au groupe AB. La droite oblique délimite nettement le minimum du taux d'extraction pour chaque groupe.

Les différences d'un groupe à l'autre apparaissent encore plus nettement quand on établit les courbes de fréquences des taux d'extraction (*fig.* 2). Pour cela dans chaque groupe sanguin le nombre de cas dont le taux d'extraction se situe dans un intervalle donné a été divisé par le nombre total de sérums étudiés appartenant à ce groupe sanguin. Pour ce calcul on a utilisé des intervalles de taux d'extraction de 5 %. On voit que le groupe O est caractérisé par le pic le plus élevé et le plus étroit. Pour certains sérums du groupe O le taux d'extraction est très faible, parfois même nul, mais le taux le plus fréquent pour ce groupe est 8 %. Bien que pour les autres groupes, B, A et AB, les courbes de fréquences soient plus étalées que pour le groupe O, elles n'en sont pas moins distinctes les unes des autres et les taux d'extraction les plus fréquents sont progressivement décalés vers des valeurs de plus en plus grandes. Dans le cas du groupe A on remarque l'existence d'un deuxième maximum de fréquence de faible amplitude. Ce maximum pourrait correspondre à l'appartenance aux sous-groupes A_1 et A_2, mais le manque d'indications hématologiques sur les sérums examinés n'a pas permis de vérifier cette hypothèse.

De cette corrélation entre la possibilité plus ou moins grande d'extraire une partie des lipides du sérum sous l'action combinée de l'héparine et de l'éther on peut déduire que, s'il n'y a pas nécessairement relation de cause à effet avec la présence des isoagglutinines différentes, il y a en tout cas concordance : l'extractibilité est liée à une caractéristique du sérum concomitante à l'appartenance à l'un ou l'autre groupe sanguin.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) C. Magis, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 1957 (sous presse).

(2) M. Macheboeuf et G. Sandor, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 14, 1932, p. 1168.

CANCÉROLOGIE. — *Cancers de types divers provoqués par lésions du sympathique.* Note de MM. **Roger Coujard** et **Jean Chevreau**, présentée par M. Christian Champy.

Des déséquilibres du sympathique périphérique suffisent à provoquer des cancers de types très divers chez des espèces qui n'en présentent pas spontanément.

Dans des Notes précédentes, nous avons montré : 1° que des lésions du système sympathique périphérique, créant dans ce système des déséquilibres, aboutissent à des troubles localisés de la croissance relative des divers tissus. Cette perturbation donne lieu fréquemment à la constitution

de tumeurs de type généralement bénin; 2° dans le système squelettique, ces proliférations anormales causent souvent des tumeurs de type « ostéochondrome » capables de se métastasier et qui ne sont donc plus bénignes. Elles fixent le Gallium radioactif. Nous avons pu les répéter plusieurs fois depuis que nous les avons signalées.

En ce qui concerne les tumeurs adénomateuses fréquentes dans nos expériences, nous nous sommes demandés ce que serait leur évolution ultérieure si l'on prolongeait l'expérience chez des animaux porteurs probables d'adénomes divers ([2]).

Comme les précédentes, ces expériences ont été faites sur le Cobaye, animal qui ne présente pratiquement pas de cancers spontanés, en opérant soit par lésions chirurgicales ou phénolisation asymétriques de nerfs ou ganglions périphériques, soit par compression ou électrocoagulation localisées du diencéphale qui retentissent sur des zones sympathiques nombreuses. Elles ont été prolongées jusqu'à 3 ans.

Sur une cinquantaine d'animaux expérimentés, nous avons obtenu un certain nombre de tumeurs généralement épithéliales, parfois d'origine conjonctive, d'aspect nettement malin et envahissant dont certaines avec métastases ganglionnaires ou spléniques ([3]).

Nous n'entendons ici décrire que quelques tumeurs parmi d'autres, notamment celles dont la liaison avec les productions adénomateuses précédemment décrites, paraît certaine.

1° Une tumeur épithéliale compacte de la mamelle (l'autre glande étant à peu près normale). Les acinis tassés sont rarement cavitaires, souvent groupés en cordons pleins et irréguliers adossés presque sans interposition de conjonctif, avec mitoses nombreuses, normales ou atypiques; c'est une assez grosse tumeur mal limitée. Nous n'avons pas trouvé de métastases.

Origine : lésion diencéphalique. Ce type de tumeur paraît un état évolutif des adénomes mammaires signalés dans d'autres cas.

2° Un hépatome d'origine biliaire; tumeur hépatique petite, trouvée dans un lobe du foie, de structure très caractéristique. On y suit l'évolution de la tumeur aux dépens des canaux biliaires adénomateux. Il se forme des cellules à noyaux irréguliers souvent clivés, s'agglutinant volontiers en cellules polynucléées qui se gonflent puis se séparent avec apparition d'un centrosome énorme de colorabilité mucoïde et avec centrioles très gros donnant à ces éléments un aspect très caractéristique.

Nous avons trouvé une métastase dans un ganglion mésentérique (le seul ganglion gonflé chez l'animal) où l'on retrouve les mêmes éléments avec leur centrosome si caractéristique, qui ne laisse aucun doute sur leur identité avec ceux de la tumeur d'origine; ils sont disposés soit en travées ou en nodules, soit groupés dans les espaces lymphatiques dilatés. Cette tumeur correspond à l'évolution des adénomes biliaires dont nous avons

signalé la fréquence dans ces expériences. Origine : lésion diencéphalique.

3° Une tumeur localisée de la thyroïde, compacte, de structure analogue à celle des adénomes fœtaux des auteurs américains. Le même animal présente une tumeur pulmonaire, en petits nodules denses, d'origine bronchique, dont la structure correspond à l'épithélioma broncho-alvéolaire. La coexistence de ces deux tumeurs chez le même animal est saisissante. Origine : transplantation du déférent.

4° Un deuxième cas d'hyperplasie bronchique envahissante un peu moins dédifférenciée que le précédent. Origine : lésion du sciatique.

5° Un polyadénome salivaire avec un lobe végétant, qui se rattache évidemment aux adénomes couramment produits dans des expériences analogues. Origine : lésion diencéphalique.

6° Un cystadénome de l'ampoule de Vater, d'aspect cylindrique, à épithélium non différencié, formant çà et là des vésicules et en un point une masse épithéliale confuse et épaisse sans différenciation aucune avec des travées de cellules épithéliales en boyaux tout à fait atypique.

7° Une végétation suspecte de résidus branchiaux avec hypertrophie des cellules non différenciées; cette hypertrophie est courante dans d'autres cas où l'évolution donne des acini d'aspect glandulaire non atypique.

8° Une tumeur singulière d'aspect sarcoïde, difficile à classer dont les masses se nécrosent en leur centre, avec métastases testiculaire, para-intestinale, prévertébrales et spléniques. Il est difficile de préciser le point de départ qui semble être le testicule gauche. Les noyaux spléniques nombreux sont arrondis et nodulaires. Enfin, le système nerveux du même animal n'est pas exempt de proliférations singulières et nous avons signalé l'apparition dans le nerf sciatique poplité interne droit, d'une production anormale constituée par un amas, dans plusieurs filets nerveux, de cellules ganglionnaires sympathiques bien constituées et dans un filet voisin, d'une petite tumeur de structure névroglique formant un tube épithélial sinueux de type nettement épendymaire. Bien que n'ayant pas l'aspect malin, ce singulier gliome mérite d'être signalé. Origine : lésion du sciatique gauche.

Évidemment, nous pourrions, à propos de chacune de ces tumeurs et d'autres non relevées ici, discuter de leur genèse et de leur malignité. Ce n'est pas ici le lieu de le faire.

Leur fréquence dans l'expérimentation envisagée, le caractère métastatique évident de certaines d'entre elles établissent que des déséquilibres, d'origine purement traumatique du système sympathique, suffisent à provoquer des tumeurs qui peuvent devenir cancéreuses souvent à longue échéance, parfois assez rapidement.

Ceci montre que la perturbation des processus normaux de régulation de la croissance des tissus, d'origine neurosympathique, dont nous avons

par ailleurs montré l'importance, suffit à amener à la longue, la libération totale de groupes de cellules de toute influence régulatrice générale, ce qui caractérise essentiellement le cancer.

Il est, certes, d'autres facteurs de cancérisation connus : substances chimiques spéciales, irritants physiques divers, parasites, virus; mais il n'est pas exclus du tout qu'ils agissent par l'intermédiaire du même mécanisme neuro-chimique; S. Hatem l'a récemment montré pour les substances cancérigènes. La variété même des irritations, aboutissant à un même résultat cytologique, montre qu'il y a un mécanisme nerveux commun, qui explique, en tous cas, le début local du processus cancéreux.

(1) Coujard et Chevreau, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2676; Coujard et Heitz, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 409; S. Hatem, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2113.

(2) On ne peut constater l'adénome sur l'animal vivant, mais certaines lésions sympathiques en entraînent la production avec une très grande fréquence.

(3) On est obligé de se référer souvent à l'aspect histologique. Dans les métastases, il y a une grosse part de hasard; de petites tumeurs ont donné des métastases précoces, d'assez grosses tumeurs n'ont pas donné de métastases. Il faut songer que souvent un petit noyau métastatique échappe et parfois même la tumeur primitive.

Quiconque a étudié le cancer connaît ces aléas.

A 15 h 55 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

La Section de Botanique, par l'organe de son Doyen, présente la liste suivante de candidats à la place vacante par le décès de M. *Auguste Chevalier* :

En première ligne............... M. **Lucien Plantefol**.

En deuxième ligne, ex-æquo, *et par ordre alphabétique*............. MM. **Marius Chadefaud**.
Pierre Chouard.
Pierre Crété.
Roger Gautheret.
Georges Mangenot.

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu en la prochaine séance.

Sur la proposition du Comité National de Cristallographie, la délégation française au **Congrès international de Cristallographie** qui aura lieu à Montréal, du 10 au 19 juillet 1957, est ainsi composée :

M. **Louis Royer**, Correspondant de l'Académie; Mlle **Yvette Cauchois**, MM. **Hubert Curien**, **Gérard Fournet**, **Stanislas Goldsztaub**, **André Guinier**, **Raymond Hocart**, **Jean Laval**, **Jacques Mering**, **Adolphe-Jean Rose**, Mlle **Cécile Stora**, MM. **Jean-Jacques Trillat**, **Jean Wyart**, **Gérard von Eller**, **Vittorio Luzzati**, **Félix Bertaut**, Mlle **Thérèse Petitpas**, MM. **Yves Le Corre**, **André Herpin**, **Paul Perio**.

La séance est levée à 17 h 20 m.

L. B.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 25 mars 1957.)

Note présentée le même jour, de M. *Claude Ayphassorho*, Étude radiocristallographique de l'hydruration du cérium, essai d'interprétation étendu au lanthane :

Page 1767, 23e ligne, *au lieu de* précision, *lire* pression.
» 1768, 11e ligne, *au lieu de* 2,4 H/ml, *lire* 2,4 At. H/AT. Ce.

(*Comptes rendus* du 8 avril 1957.)

Comité secret : Texte du Vœu adopté par l'Académie :

Page 2116, 4e ligne en remontant, *au lieu de* l'Université, *lire* les Universités.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de mars 1957 (*suite et fin*).

Un demi-siècle (1907-1956) *de Notes communiquées aux Académies de Paris, d'Amsterdam, des Lincei suivies par des observations et commentaires.* I. *La variable complexe.* II. *Le champ réel*, par Arnaud Denjoy. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 2 vol. 24 cm.

Université de Paris. Les conférences du Palais de la Découverte. Série A, nº 224 : *La duodécimalité. Chimère ou vérité future?*, par Jean Essig; nº 225 : *Biologie de la sénescence*, par Léon Binet. Série D, nº 44 : *Les étapes historiques des mathématiques au Japon*, par Akira Kobori. Paris, 1957; 3 fasc. 18 cm.

Œuvres de Lavoisier. T. VII. Fasc. II. 1770-1775. *Correspondance* recueillie et annotée par René Fric. Paris, Éditions Albin Michel, 1957; 1 vol. 27,5 cm.

Livre jubilaire publié à l'occasion du XXVᵉ anniversaire académique *du Professeur Paul Van Gehuchten*, à Louvain. Bruxelles, Imprimerie des sciences, 1955 ; 1 vol. 24 cm.

La dénutrition de guerre. Étude chimique, anatomo-pathologique et thérapeutique, par Ed. Frederick Simonart. Préfaces de Charles Richet et Fr. Prescott. Bruxelles, Acta medica belgica, et Paris, Maloine, 1957; 1 vol. 26 cm.

Les techniciens de l'agriculture algérienne vous présentent *Aspects et réalités de l'Algérie agricole.* Alger, Association des anciens élèves de l'Institut agricole d'Algérie, E. N. A., 1957; 1 vol. 24 cm.

Contribution à la standardisation des données statistiques concernant l'hydrologie fluviale. Essai d'une synthèse graphique des caractéristiques d'un cours d'eau et de son bassin hydrographique, par Aimé Coutagne. Publication nº 38 de l'*Association internationale d'hydrologie*, Assemblée générale de Rome. T. III, 1953; 1 fasc. 26,5 cm.

Étude de quelques corrélations hydrométéorologiques régionales et de leur interprétation algébrique. Extrait, par Aimé Coutagne; 1 fasc. 30 cm.

Sampling in Sweden. Contributions to the Methods and Theories of Sample Survey Practice, by Tore Dalenius. Thèse. Stockholm, Almqvist and Wiksell, 1957; 1 vol. 21,5 cm.

Union internationale des sciences biologiques, nº 25, série B. *Atti del secondo congresso internazionale di standardizzazzione immunomicrobiologica.* Roma, 10-14 settembre 1956. Napoli, Secrétariat général de l'U. I. S. B., 1956; 1 vol. 24,5 cm.

Id. nº 28. Série B. *Convegno internazionale sui laboratori di biologia marina.* Roma, 18-23 aprile 1955. Paris, Secrétariat de l'U. I. S. B., 1955; 1 fasc. 24 cm.

Structures topologiques définies sur un ensemble E *par des structures sur un ensemble* M *et par application* $f(E \times E) \subset M$, par Z. Mamuzic. Reprinted from *Scientific works of the Faculty of Mechanical Engineering* 1954-1955. Beograd, 1956; 1 fasc. 28 cm (en langue serbe avec un résumé en français).

Le lièvre à oreilles bleues et à dos brun des Alpes (Lepus cyanotus Nov. spec.), par JACQUES BLANCHARD. Extrait des *Cahiers de chasse et de nature*, n° 30, 1957; 1 fasc. 19 cm.

A guide to Eastern Canadian Mammals, by AUSTIN W. CAMERON. Ottawa, National Museum of Canada, Department of Northern affairs and National Resources, 1956; 1 fasc. 22,5 cm.

Some Canadian Birds, by W. EARL GODFREY. Ottawa, National Museum Canada, Department of Northern affairs and National Resources, 1956; 1 fasc. 23 cm.

The atomic energy research Establishment Harwell; 1 fasc. 23 cm.

Gouvernement général de l'Afrique équatoriale française. *Carte géologique de reconnaissance* à l'échelle de 1/1 000 000e. *Levés effectués* de 1949 à 1953. *Notice explicative sur la feuille de Fort-Lamy*, par JACQUES BARBEAU. Paris, 1956; 1 fasc. 24 cm.

La végétation canaque, par ROBERT VIROT. Thèse. Lons-le-Saunier, Imprimerie Maurice Declume, 1956; 1 vol. 26 cm.

Précis d'énergie nucléaire, par GILBERT CAHEN et PIERRE TREILLE. Préface de FRANCIS PERRIN. Paris, Dunod, 1957; 1 vol. 24 cm.

Les inégalités de Minkowski dégénérées et leurs applications en Calcul des probabilités, par MAURICE FRÉCHET. *Tests de la normalité*, par R. C. GEARY, in *Annales de l'Institut Henri Poincaré*. Vol. XV. Fasc. 1. Paris, Institut Henri Poincaré, et Gauthier-Villars, 1956; 1 fasc. 27 cm.

Sobranic troudov, par A. A. ANDRONOV. Moscou, Académie des sciences de l'U. R. S. S. 1956; 1 vol. 26,5 cm (en langue russe).

Pamati Aleksandra Aleksandrovitcha Andronova. Moscou, Académie des sciences de l'U. R. S. S., 1955; 1 vol. 27 cm (en langue russe).